

**Entwicklung eines
zählenden Pixeldetektors für
„Digitales Röntgen“**

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Markus Lindner

aus

Koblenz

Bonn 2001

Carpe Diem

Tu ne quaesieris, scire nefas, quem mihi, quem tibi
Finem di dederint, Leuconoë, nec Babylonios
Temptaris numeros! Ut melius, quidquid erit, pati.
Seu pluris hiemes seu tribuit Iuppiter ultimam,
Quae nunc oppositis debilitat pumicibus mare
Tyrrhenum: sapias! Vina liques et spatio brevi
Spem longam reseces! Dum loquimur fugerit invida
Aetas: carpe diem quam minimum credula postero!

(Quintius Horatius Flaccus, 65-8 v. Chr.)

INHALTSVERZEICHNIS

1	EINLEITUNG	1
2	RÖNTGENBILDGEBUNG	3
2.1	Grundlagen.....	3
2.2	Prinzipien.....	7
2.3	Strahlenbelastung	11
2.3.1	Dosisdefinitionen	11
2.3.2	Typische Strahlendosen	12
2.4	Bildqualität	13
2.4.1	Linearität und Dynamik	13
2.4.2	Bildrauschen, Homogenität und Bildkorrektur	13
2.4.3	Quantennachweiseffizienz	16
2.4.4	Bildkontrast und Kontrasterhöhung.....	16
2.4.5	Ortsauflösung	18
2.4.5.1	<i>Pixellierte Systeme</i>	<i>19</i>
2.4.5.2	<i>Receiver Operating Characteristic</i>	<i>19</i>
2.4.5.3	<i>Modulationstransferfunktion, Linienbildfunktion und Punktbildfunktion</i>	<i>19</i>
2.4.5.4	<i>Kantenabbildung.....</i>	<i>21</i>
2.4.6	Diskussion	22
2.5	Bildgebende Systeme für die Röntgendiagnostik	24
2.5.1	Konventionelle Verfahren	24
2.5.1.1	<i>Film.....</i>	<i>25</i>
2.5.1.2	<i>Film-Folien-System.....</i>	<i>25</i>
2.5.1.3	<i>Xeroradiographie.....</i>	<i>26</i>
2.5.2	Semi-Digitale Systeme (Speicherfolien).....	27
2.5.3	Indirekte Digitale Systeme.....	29
2.5.3.1	<i>Photomultiplier</i>	<i>29</i>
2.5.3.2	<i>Röntgenbildverstärker.....</i>	<i>29</i>
2.5.3.3	<i>Szintillatoren.....</i>	<i>31</i>
2.5.3.4	<i>CCD-Sensoren</i>	<i>31</i>
2.5.3.5	<i>CMOS Sensoren.....</i>	<i>32</i>
2.5.3.6	<i>Flat-Panel-Imager</i>	<i>33</i>
2.5.4	Direkte Digitale Systeme.....	34
2.5.4.1	<i>Gasdetektoren</i>	<i>34</i>
2.5.4.2	<i>Direkt konvertierende CCD</i>	<i>35</i>
2.5.4.3	<i>Direkt konvertierende Flat-Panel-Imager</i>	<i>36</i>
2.5.4.4	<i>Integrierende Pixeldetektoren.....</i>	<i>36</i>
2.5.4.5	<i>Zählende Pixel-Detektoren</i>	<i>37</i>
2.5.5	Vergleich der Systeme.....	37
3	PIXEL-AUSLESE-CHIPS	40
3.1	Historie.....	40

3.2	Übersicht über die MPEC Chip-Familie	41
3.3	MPEC 1.1 und die elementaren Baugruppen	42
3.3.1	Verstärker	43
3.3.2	Diskriminator	47
3.3.3	Zähler	51
3.3.3.1	<i>Prinzip des Schiebezählers</i>	51
3.3.3.2	<i>Minimale Logik</i>	53
3.3.3.3	<i>Auslesen des Zählers</i>	54
3.3.4	Kontrollteil	55
3.4	Doppelschwellenmethode	56
3.4.1	Realisierung im MPEC 1.D	56
3.4.2	Schwellenmessung	57
3.4.3	Rauschen	58
3.5	MPEC 2.1	59
3.5.1	Chip-Blockschaltbild	59
3.5.2	Digital-Analog-Wandler	60
3.5.3	Pixel-Schaltplan	60
3.5.4	Verstärker	62
3.5.5	Zähler	63
3.5.6	Fensterlogik	65
3.5.7	Schwellen und Rauschen	66
3.5.8	Schwelleneinstellung	69
3.5.9	Schwellendrift	70
3.6	MPEC 2.2/2.3	74
3.6.1	Pulsgenerator	75
3.6.2	Zähler	77
3.6.3	Pixel	78
3.7	Zusammenfassung	79
4	HALBLEITERMATERIALIEN ALS RÖNTGENSENSOREN	81
4.1	Halbleitereigenschaften	81
4.1.1	Bandstruktur in Festkörpern	81
4.1.2	Intrinsische Halbleiter, Dotierung und Fermienergie	83
4.1.3	Ladungstransport	85
4.1.3.1	<i>Generation, Rekombination und Ladungsträgereinfang</i>	85
4.1.3.2	<i>Diffusion und Drift</i>	87
4.1.3.3	<i>Poisson- und Kontinuitätsgleichung</i>	87
4.1.3.4	<i>Quasiferminiveau</i>	88
4.1.4	Übersicht über verschiedene Halbleitermaterialien	88
4.2	Halbleiter als Strahlungssensoren	89
4.2.1	Funktionsprinzip	89
4.2.2	pn-Dioden	90
4.2.3	Schottkydioden	94
4.2.4	Ohmsche Kontakte	97
4.2.5	Festkörperionisationskammer (Ohmsche Detektoren)	98
4.2.6	Signalentstehung und „Small Pixel Effekt“	99
4.2.6.1	<i>Influenz und gewichtendes Potential</i>	99
4.2.6.2	<i>Trapping und Ladungssammlungseffizienz</i>	103
4.3	Silizium	105

4.3.1	Der Sensor	105
4.3.2	Elektronikperformance mit Sensor	106
4.3.3	Radiogramme	107
4.3.4	Ortsauflösung	108
4.3.5	Homogenität und Bildrauschen	110
4.3.6	Linearität und Dynamik	113
4.3.7	Zusammenfassung.....	113
4.4	Galliumarsenid.....	114
4.4.1	Besonderheiten des Materials	114
4.4.2	Der GaAs-Sensor	115
4.4.3	Radiogramm	116
4.4.4	Ortsauflösung	116
4.4.5	Effizienz, Homogenität und Bildrauschen	117
4.4.5.1	<i>Homogenität bei niedrigen Röntgenenergien</i>	<i>117</i>
4.4.5.2	<i>Effizienz bei hohen Energien</i>	<i>118</i>
4.4.5.3	<i>Bildrauschen</i>	<i>120</i>
4.4.6	Ladungssammlungseffizienz	121
4.4.7	Zusammenfassung.....	123
4.5	Cadmiumtellurid.....	123
4.5.1	Der Sensor	123
4.5.2	Schwellen und Rauschen	125
4.5.3	<i>Crosstalk</i>	<i>127</i>
4.5.4	Spektren	127
4.5.5	Bildrauschen und Homogenität	131
4.5.6	Radiogramme	132
4.5.7	Linearität und Dynamik	133
4.5.8	Ortsauflösung	134
4.5.9	Zusammenfassung.....	136
5	ZUSAMMENFASSUNG, SCHLUSSFOLGERUNG UND AUSBLICK ..	137
6	ANHANG	139
6.1	Chip-Sensor Verbindung	139
6.1.1	Elektrochemische Verfahren.....	139
6.1.2	Mechanische Verfahren.....	140
6.2	Rauschen.....	141
6.3	Typische Einstellungen des MPEC	143
6.4	Spezifikationen des MPEC.....	143
6.5	Übersicht über mögliche Schiebezähler	144
6.6	Verwendete Quellen.....	145
6.7	Abkürzungsverzeichnis	145
6.8	Publikationsliste	146
6.9	Literaturverzeichnis	147
	DANKSAGUNG	153

1 EINLEITUNG

Neue Technologien werden immer dann entwickelt, wenn man ohne sie nicht auskommt. Im Falle des Strahlungsnachweises herrschen die höchsten Anforderungen an die Detektoren bei den Experimenten der Hochenergiephysik. Dort müssen die Spuren aller Teilchen, die z. B. bei den Elektron-Positron Kollisionen am LEP (*Large Electron Positron collider*) Speicherring oder bei Proton-Proton Zusammenstößen am LHC (*Large Hadron Collider*) entstehen, innerhalb kürzester Zeit aufgezeichnet werden und das mit einer so hohen Ortsauflösung, daß man entscheiden kann, ob eine Spur von einem Teilchen aus einer primären Wechselwirkung stammt, oder von einem sekundären Vertex ausgeht.

Vor Jahren wurden zu diesem Zweck die Silizium-Streifendetektoren entwickelt, die heute praktisch in jedem Teilchendetektor zu finden sind. Mittels doppelseitiger Sensoren mit sich rechtwinklig kreuzenden Streifen enthält man hier die Bildelemente oder Pixel. Die signalverarbeitende Elektronik befindet sich am Ende der Streifen, so daß man für n^2 Pixel nur $2n$ Verstärker benötigt. Durch die bei den Experimenten am LHC deutlich höheren Raten reichen Streifendetektoren alleine nicht mehr aus. Direkt am Strahlrohr, wo die Teilchenrate am höchsten ist, benötigt man Pixel, die über einen eigenen Verstärker verfügen um eine Rate pro Pixel zu erreichen, die vorher auf einem ganzen Detektormodul erzielt wurde. Nun ist es nicht mehr möglich, die Elektronik am Rand des Sensors unterzubringen, sondern man setzt die Elektronik auf den Sensor und verbindet beides mit kleinen Lötstückchen – und erhält den hybriden Pixeldetektor.

Hat man nun so einen extrem leistungsfähigen Detektor zur orts aufgelösten Verarbeitung von einzelnen Ereignissen zur Verfügung, liegt es nahe, seine Anwendbarkeit für andere Bereiche zu untersuchen. Besonders die Röntgenbildgebung könnte von diesem Spin-Off aus der Grundlagenforschung profitieren, da die Anforderungen an den Nachweis von Röntgenstrahlen dem Nachweis von hochenergetischen Teilchen nicht unähnlich sind [Fisch98] [Cam98].

Die Röntgenbildgebung ist ebenfalls ein Gebiet mit sehr hohen Anforderungen an die Detektoren. Hier kommt es nicht nur auf eine exzellente Abbildungsqualität an, die kleinste Details im Bild erkennen läßt und durch einen großen dynamischen Bereich auch sehr große Kontrastunterschiede darstellen kann und über die ganze Bildfläche eine homogene Qualität liefert, sondern vor allem auch auf eine hohe Effizienz beim Nachweise der Strahlung, da ein Defizit hier zu einer Schädigung des Patienten führt. Da traditionelle und auch heute noch im täglichen Einsatz befindliche analoge Systeme, die auf Photoplatten basieren, diese Anforderungen nur mangelhaft erfüllen können, wird an neuen, digitalen Detektoren geforscht. Durch die Fortschritte in der Elektronik und Halbleiterphysik richtet sich das Augenmerk dabei zunehmend auf CCDs und amorphe Siliziumsensoren. Da diese jedoch bezüglich Geschwindigkeit und Bildqualität auch ihre Grenzen haben, besteht weiterhin großes Interesse an neuen Detektorentwicklungen, wie zum Beispiel den hybriden Pixeldetektoren.

Der Weg von den hybriden Pixeldetektoren in der Hochenergiephysik hin zu einem Bildzellendetektor für Röntgenanwendungen wird in dieser Arbeit beschrieben. Hauptaugenmerk ist die Adaption der signalverarbeitenden Elektronik an die speziellen Anforderungen in der medizinischen Röntgendiagnostik. Wesentlich ist der Wechsel von der Auslese einzelner Ereignisse zu einem Zählen der Röntgenquanten in den Bildelementen, so daß diese während

der Röntgenaufnahme völlig autark arbeiten, und die Modifikation der Geometrie der Bildzellen von rechteckig auf quadratisch, da hier eine isotrope Ortsauflösung grundlegend ist, die eine quadratische Form der Pixel nahelegt, während für die Hochenergiephysik und hier im speziellen das ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) Experiment am LHC eine rechteckige Geometrie für eine optimale Ortsrekonstruktion benötigt [ATL94].

Ein neues Konzept ist die Einführung eines Energiefensters, indem man die Röntgenquanten entsprechend ihrer Energie in zwei verschiedene Bereiche einteilt. Hier zeigt sich ein großer Vorteil einer Methode, die auf dem Zählen einzelner Quanten beruht und es eröffnen sich Möglichkeiten, die mit anderen bildgebenden Systemen in der Radiologie nicht realisierbar sind.

Nach der Beschreibung des Aufbaus der Pixelelektronik werden die wesentlichen Qualitätsmerkmale anhand von Messungen diskutiert. Eine besondere Bedeutung kommt dabei der Bestimmung der Schaltschwelle der Komparatoren zu, die bestimmt, ob ein Signal in dem Sensor als Röntgenquant akzeptiert und gezählt wird. Hier muß vor allem darauf geachtet werden, daß diese von Pixel zu Pixel nur gering variiert, um eine gute Homogenität zu erzielen.

Das für hochenergetische Teilchen sehr gut geeignete Sensormaterial Silizium ist wegen seiner geringen Röntgenabsorption für die medizinische Anwendung wenig geeignet. Hier zeigt sich ein großer Vorteil der hybriden Pixeldetektoren: Chip und Sensor sind völlig unabhängig voneinander entwickelt worden, man kann den Siliziumsensor also leicht gegen einen mit hoher Absorption austauschen. Hier bieten sich derzeit vor allem Halbleitermaterialien mit einer hohen Kernladungszahl Z an, wie zum Beispiel Galliumarsenid oder Cadmiumtellurid. An beiden Sensormaterialien wurden während dieser Arbeit ausführliche Studien durchgeführt und ihre Vor- und Nachteile für die Röntgenbildgebung im direkten Vergleich zu Resultaten mit Silizium untersucht. Dabei werden Größen wie das Bildrauschen, die Homogenität und die Ortsauflösung des Detektors diskutiert und gemessen.

Nicht zuletzt entscheidet jedoch der Bildeindruck des Benutzers, ob sich ein neues bildgebendes Verfahren durchsetzen kann. Daher werden hier Radiogramme gezeigt, die mit den verschiedenen Sensormaterialien aufgenommen wurden. Hier zeigt sich auch sehr schön der Fortschritt während dieser Arbeit im direkten Vergleich der etwas grob wirkenden Aufnahmen mit den ersten Prototypen und den hochwertigen Abbildungen mit den Röntgenchips der neuesten Generation.

Zur Einordnung der Chancen und Möglichkeiten der hybriden Pixeldetektoren in der medizinischen Bildgebung wird eine kurze Übersicht über die derzeit aktuellen Röntgendetektoren gegeben und versucht, deren Vor- und Nachteile gegenüberzustellen. Dabei zeigt sich sehr deutlich die technische Überlegenheit der zählenden Detektoren, auch wenn sich diese erst im Prototypenstadium befinden.

Natürlich gibt es auch andere Anwendungsfelder für hybride Pixeldetektoren, zum Beispiel als Detektoren für Synchrotronstrahlung. Um den Rahmen dieser Arbeit nicht zu sprengen sei hier aber auf die Literatur verwiesen [Brö99] [Sel2000].

2 RÖNTGENBILDGEBUNG

Seit der Entdeckung der Röntgenstrahlen 1895 durch Wilhelm Conrad Röntgen ist ihre Relevanz für die medizinische Diagnostik bekannt. Gleichwohl haben sich sowohl die Röntgenquellen als auch die Detektoren seit damals laufend weiter entwickelt. Besonders die Detektoren haben in den letzten Jahren durch moderne Halbleitertechnik einen deutlichen Schritt nach vorn getan.

In diesem Kapitel sollen zunächst die physikalischen Grundlagen des Nachweises von Röntgenstrahlung erläutert werden und auf die wichtigsten in der radiologischen Diagnostik eingesetzten Methoden eingegangen werden. Anschließend werden die Kriterien zur Beurteilung der Güte von Röntgendetektoren erläutert und die wichtigsten Detektorsysteme zur Erzeugung eines Röntgenbildes vor- und gegenübergestellt.

2.1 Grundlagen

Jegliche Form der Röntgenbildgebung basiert auf der Wechselwirkung von Röntgen- und γ -Quanten mit einem Sensormaterial. Dabei treten folgende physikalische Prozesse auf:

- Photoeffekt
- Compton- und Rayleigh Streuung
- Paarbildung
- Kern-Photoeffekt

Da es in dieser Arbeit nur um den für die medizinische Röntgenbildgebung relevanten Energiebereich geht, kann die Paarbildung hier vernachlässigt werden, da sie erst bei Energien $> 2 m_e \approx 1,022 \text{ MeV}$ auftritt, ebenso der Kern-Photoeffekt, der erst ab ca. 10-15 MeV relevant wird.

Betrachten wir also zunächst den **Photoeffekt**. Hierbei gibt ein Photon seine gesamte Energie an ein Elektron ab, das meist aus der K-Schale stammt. Der frei gewordene Platz wird durch ein äußeres Hüllenelektron besetzt, welches seine Energie entweder in Form eines Photons abgibt (K-Fluoreszenz) oder auf ein anderes Hüllenelektron überträgt, das dann mit der Differenzenergie emittiert wird (Auger-Prozeß). Der Anteil der Röntgenübergänge, die bei einem gegebenen Lochzustand erfolgen, wird als Fluoreszenzausbeute bezeichnet. Sie hängt von der Kernladungszahl Z ab, für $Z < 30$ überwiegt der Auger-Effekt, für $Z > 30$ dominiert die Röntgen-Fluoreszenz [May94]. Wegen seiner geringen Energie hat ein solches Fluoreszenz-Photon nur eine geringe Reichweite und wird meist zusammen mit dem primär freigesetzten Elektron nachgewiesen; entweicht es jedoch aus dem Sensor, wird eine zweite, um die K-Kantenenergie verschobene Linie im Röntgenspektrum sichtbar, der sogenannte *Escape-Peak*.

Für den Wirkungsquerschnitt läßt sich keine geschlossene Formel angeben, sondern nur Näherungen für bestimmte Energiebereiche. Hier interessiert vor allem der Energiebereich zwischen der K-Kante und der Ruheenergie $m_e = 511 \text{ keV}$ des Elektrons, wo für den Wirkungsquerschnitt pro Atom

$$\sigma_{photo} = \frac{32}{3} \alpha^4 \sqrt{2} \pi r_e^2 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{\frac{7}{2}} Z^5 \quad (2-1)$$

gilt [Leo94]; hierbei bezeichnet $r_e = 2,82 \text{ fm}$ den klassischen Elektronenradius, c die Lichtge-

schwindigkeit, α die Feinstrukturkonstante und E_γ die Photonenergie. Bemerkenswert ist, daß der Wirkungsquerschnitt mit Z^5 zunimmt, weshalb Materialien mit hohem Z als Röntgendecktoren prädestiniert sind.

Betrachtet man die Absorption niederenergetischer Röntgenstrahlung, so muß man Gleichung (2-1) bedingt durch den Einfluß der K-Kanten korrigieren [Leo94] und erhält

$$\sigma_{Photo} = \frac{8}{3} \pi^2 r_e^2 \alpha^{-3} \frac{1}{Z^2} \left(\frac{E_k}{E_\gamma} \right)^4 \frac{\exp(-4\xi \operatorname{arc cot} \xi)}{1 - \exp(-2\pi\xi)}, \quad (2-2)$$

wobei zur Abkürzung

$$E_k = \frac{1}{2} (Z - 0.03)^2 m_e c^2 \alpha^2 \quad (2-3)$$

und

$$\xi = \sqrt{\frac{E_k}{(E_\gamma - E_k)}} \quad (2-4)$$

verwendet wurden. Die mit Formel (2-2) erhaltenen Werte stimmen im Bereich zwischen 20 keV und 150 keV gut mit tabellierten Werten [NIST2000] überein.

Bei dem **Comptoneffekt** handelt sich um inelastische Streuung eines Photons an einem freien Elektron - auch ein an ein Atom gebundenes Elektron kann als frei betrachtet werden, wenn die Energie des Photons viel größer ist als die Bindungsenergie des Elektrons - wobei ein Teil der Energie des Photons auf das Elektron übertragen wird und die Flugrichtung des gestreuten Photons mit der des ursprünglichen den Streuwinkel θ einschließt. Dieser ist mit der Energie der Stoßpartner durch die Beziehung

$$E_\gamma' = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2-5)$$

verknüpft, wobei E_γ und E_γ' die Energie der Photonen vor beziehungsweise nach dem Stoß bezeichnen.

Den Wirkungsquerschnitt für den Comptoneffekt pro Elektron gibt die Klein-Nishina-Formel an [Leo94]:

$$\sigma_{compton} = 2\pi r_e^2 \left(\frac{1+\gamma}{\gamma^2} \left(\frac{2(1+\gamma)}{1+2\gamma} - \frac{1}{\gamma} \ln(1+2\gamma) \right) + \frac{1}{2\gamma} \ln(1+2\gamma) - \frac{1+3\gamma}{(1+2\gamma)^2} \right) \quad (2-6)$$

$$\text{mit } \gamma = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

Es gelten auch hier wieder die oben eingeführten Bezeichnungen. Die maximale auf des Elektron übertragene kinetische Energie T wird als Comptonkante bezeichnet und beträgt

$$T_{\max} = E_\gamma \frac{2\gamma}{1+2\gamma}. \quad (2-7)$$

Die Energieverteilung des Comptonelektrons erhält man aus der Klein-Nishina-Formel [Leo94]:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi r_e^2}{m_e c^2 \gamma^2} \left(2 + \frac{s^2}{\gamma^2 (1-s)^2} + \frac{s}{1-s} \left(s - \frac{2}{\gamma} \right) \right) \quad \text{mit } s = \frac{T}{E_\gamma}. \quad (2-8)$$

Sie ist zusammen mit der Comptonkante in Abbildung 2-1 aufgetragen. Die Energie des Comptonelektrons liegt meistens unterhalb der Nachweisschwelle des Detektors, daher trägt der Comptoneffekt im Detektor zur Bildgebung kaum bei. Tritt er jedoch im untersuchten

Objekt auf, so führt die Streuung der Photonen zu einer deutlichen Verschlechterung der Bildqualität (Kapitel 2.2).

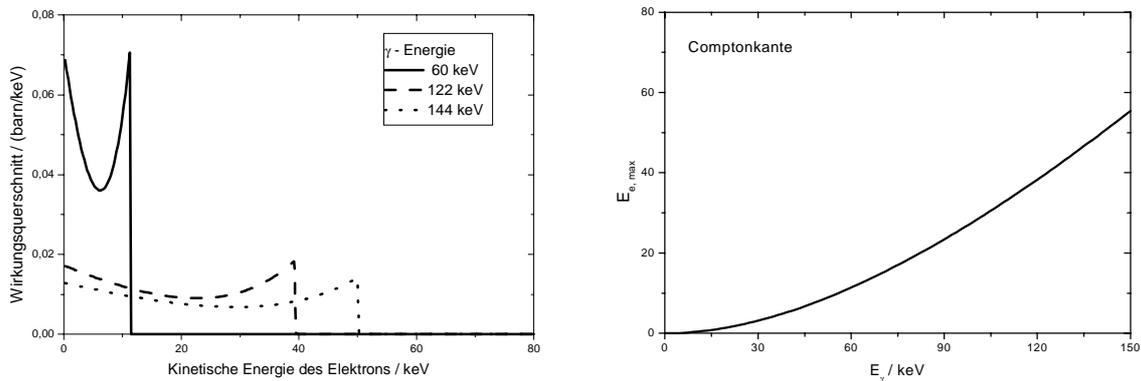


Abbildung 2-1: Energieverteilung der Comptonelektronen für verschiedene Photonenergien (links) und Abhängigkeit der Comptonkante von der Photonenergie (rechts)

Eng verwandt mit der Compton-Streuung sind die klassischen Prozesse Thomson- und Rayleigh-Streuung. Die **Thomson-Streuung** ist die Streuung von Photonen an freien Elektronen in der klassischen Näherung. Man erhält den Wirkungsquerschnitt, indem man die Klein-Nishina-Formel für Photonenergien kleiner als die Ruhemasse des Elektrons ($\gamma \approx 0$) nähert zu

$$\sigma_{\text{Thomson}} = \frac{8\pi}{3} r_e^2. \quad (2-9)$$

Unter **Rayleigh-Streuung** versteht man die Streuung eines Photons an einem Atom als Ganzes, man spricht daher auch von kohärenter Streuung. Beiden klassischen Streuprozessen ist gemeinsam, daß sie nur die Richtung des Photons ändern, aber die Energie unverändert lassen, wie man aus (2-7) mit $\gamma = 0$ erhält.

Der Anteil der von dem Detektor absorbierten Strahlung wird durch das Lambert-Beer'sche Gesetz beschrieben:

$$N = N_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (2-10)$$

Hier bezeichnet μ den linearen Absorptionskoeffizienten mit der Einheit m^{-1} . Er setzt sich aus den einzelnen Absorptionskoeffizienten für die verschiedenen Prozesse zusammen:

$$\mu_{\text{gesamt}} = \mu_{\text{photo}} + \mu_{\text{compton}} (+ \mu_{\text{rayleigh}} + \mu_{\text{paar}} + \mu_{\text{kern}}) \quad (2-11)$$

Die Absorptionskoeffizienten können aus den Wirkungsquerschnitten berechnet werden:

$$\begin{aligned} \mu_{\text{photo}} &= \rho \frac{N_A}{A} \sigma_{\text{photo}} \\ \mu_{\text{compton}} &= \rho \frac{N_A}{A} Z \sigma_{\text{compton}} \end{aligned} \quad (2-12)$$

Hierbei wurde die Avogadrokonstante $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ verwendet, die Dichte wie üblich mit ρ bezeichnet und A für die Massenzahl des Materials geschrieben. Der Faktor Z bei dem Absorptionskoeffizienten für Compton-Streuung trägt der Tatsache Rechnung, daß die Klein-Nishina-Formel den Wirkungsquerschnitt pro Elektron angibt.

Da der lineare Absorptionskoeffizient von der Dichte des Materials abhängt, findet man in der Literatur sehr häufig den Massenabsorptionskoeffizienten

$$\mu_\rho = \mu / \rho \quad (2-13)$$

mit der Einheit cm^2/g . Abbildung 2-2 zeigt die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten für den Photoeffekt von der Energie für Si, GaAs und CdTe.

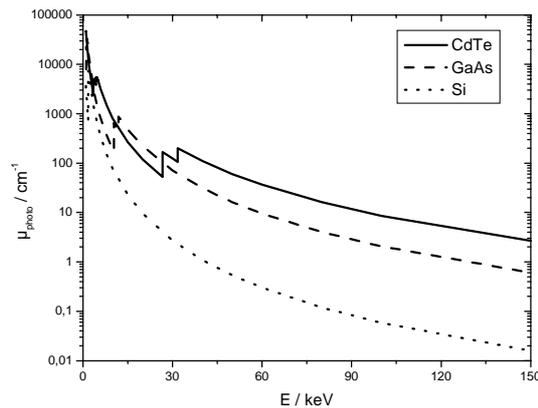


Abbildung 2-2: Photoabsorptionskoeffizient von Si, GaAs und CdTe [NIST2000]

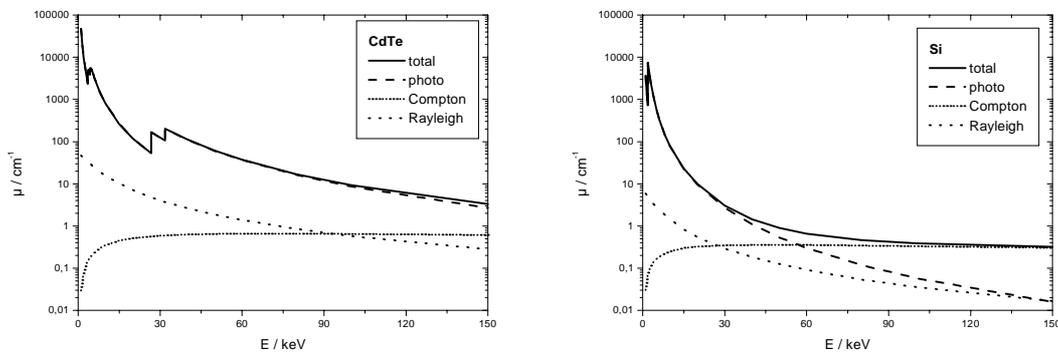


Abbildung 2-3: Absorptionskoeffizienten für Comptoneffekt, Photoeffekt und Gesamtabsorption am Beispiel von CdTe (links) und Silizium (rechts) [NIST2000]. Im Röntgenbereich dominiert bei CdTe der Photoeffekt, bei Silizium ist ab 60 keV der Anteil durch Photoeffekt kleiner als durch Comptoneffekt

Setzt man in das Lambert-Beer'sche Gesetz für x die Sensordicke d ein, läßt sich die prozentuale Absorption berechnen. Hier ist dies für die in dieser Arbeit untersuchten Halbleitersensoren durchgeführt worden (Abbildung 2-4), wobei die Dicke der Sensoren denen der untersuchten entspricht ($d_{\text{Si}} = 300 \mu\text{m}$, $d_{\text{GaAs}} = 300 \mu\text{m}$, $d_{\text{CdTe}} = 500 \mu\text{m}$). Die Abbildung beschränkt sich auf den Photoeffekt; dies ist gerechtfertigt, da der Comptoneffekt nicht mehr als 1 % bei der Absorption ausmacht und im Bereich niedriger Energien bei den hier betrachteten zählenden Detektoren zudem das Comptonelektron oft unter der Nachweisschwelle des Detektors liegt.

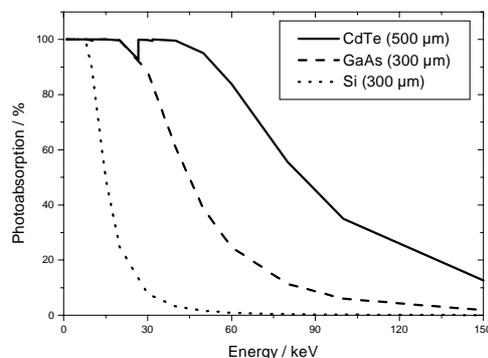


Abbildung 2-4: Prozentuale Absorption durch den Photoeffekt typischer Halbleiterdetektoren in Abhängigkeit von der Energie [NIST2000]. Bei 60 keV gewinnt man mit CdTe einen Faktor 84 und mit GaAs einen Faktor 25 gegenüber Si.

2.2 Prinzipien

In diesem Abschnitt sollen die in der medizinischen Diagnostik verwendeten radiologischen Techniken erläutert werden, die allesamt auf der Durchstrahlung des Körpers mit – typischerweise in einer Röntgenröhre erzeugten – Röntgenstrahlung beruhen. Dabei wird das abzubildende Objekt auf die Bildebene projiziert, man spricht daher auch von Projektionsradiographie (Abbildung 2-5). Da die Röntgenquelle nahezu punktförmig ist, hat man einen divergenten Strahlengang, der zu einer vergrößerten Abbildung in Abhängigkeit des Abstandes Patient - Sensor führt.

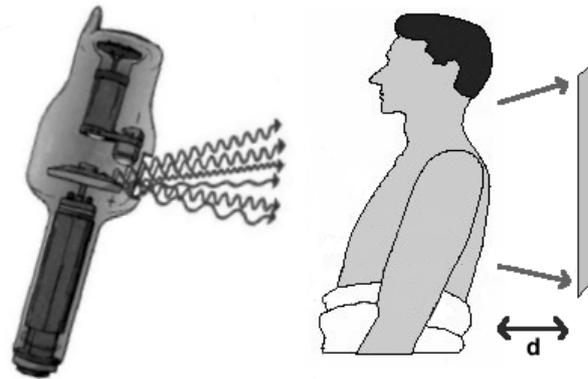


Abbildung 2-5: Projektionsradiographie. Der Abstand zwischen Patient und Sensor bestimmt die Vergrößerung.

Die älteste Technik, das **Radiogramm**, wurde erstmals von Wilhelm Conrad Röntgen im Jahre 1895 verwendet und bezeichnet die einmalige Durchleuchtung und Aufzeichnung eines Bildes, dessen Informationsgehalt aus den entlang einer Geraden integrierten Absorptionskoeffizienten besteht und das zusätzlich einen Untergrund von aus anderen Teilen des Körpers in diesen Punkt gestreuter Strahlung enthält. Die von einem Bildpunkt (x/y) absorbierte Energie (Intensität) I lässt sich als

$$I(x, y) = N E \varepsilon(E, 0) e^{-\int \mu(x, y, z, E) dz} + \int \varepsilon(E', \theta) E' S(x, y, E', \Omega) d\Omega dE' \quad (2-14)$$

schreiben [Web2000], wobei N die Anzahl der Photonen mit der Energie E bezeichnet (monoenergetische Röntgenquelle), ε die Absorption durch den Detektor in Abhängigkeit von E und dem Einfallswinkel θ und S die Streustrahlungsverteilung.

Zur Vereinfachung ersetzt man in (2-14) die Streustrahlungsverteilung durch eine in der Bildmitte $(x = y = 0)$ ermittelte Funktion \bar{S} und erhält

$$I(x, y) = N E \varepsilon(E, 0) e^{-\int \mu(x, y, z, E) dz} + \bar{S} \bar{\varepsilon}(E) E, \quad (2-15)$$

was man durch die Einführung des Streustrahlenanteils SPR (engl.: *Scatter to Primary Ratio*) noch weiter vereinfachen kann zu

$$I(x, y) = N E \varepsilon(E, 0) e^{-\int \mu(x, y, z, E) dz} (1 + SPR). \quad (2-16)$$

Unter Vernachlässigung der Streustrahlung erhält man nun durch Logarithmieren der nachgewiesenen Intensität

$$\ln\left(\frac{I(x, y)}{I_0}\right) = -\int \mu(x, y, z) dz \quad (2-17)$$

$$\text{mit } I_0 = N E \varepsilon(E, 0)$$

das Integral der Absorptionskoeffizienten entlang der Projektionslinie. Im Falle eines kon-

tinuierlichen Röntgenspektrums geht N in $N(E)$ über, und man muß obige Gleichungen noch über die Energie integrieren.

Die Streustrahlung kann dabei bis zu 85 % (Tabelle 1) ausmachen und ist eine wesentliche Limitierung hinsichtlich der Bildqualität. Zu ihrer Reduzierung gibt es mehrere Möglichkeiten: Die einfachste ist die Verwendung eines homogenen **Filters** zwischen Patient und Aufnahmesystem. Hierbei wird ausgenutzt, daß die schräg zum Filter eintreffende Streustrahlung einen längeren Weg durch diesen zurücklegen muß und somit stärker absorbiert wird als die Nutzstrahlung. Der Nachteil ist in der nur geringen Selektivität der Filter zu sehen, zudem steigt die Strahlenbelastung für den Patienten [Mor95].

Tabelle 1: Streustrahlung bei verschiedenen Röntgenaufnahmen [Mor95].

Körperteil	Röhrenspannung	Streustrahlungsanteil
Schädel	70kV	45%
Lunge	120kV	55-65%
Becken	80kV	80-85%

Eine weitere Möglichkeit ist der Einsatz von **fokussierten Streustrahlenrastern**, die direkt auf den Detektor gelegt werden und schräg einfallende Strahlung absorbieren (Abbildung 2-6). Die Effektivität des Streustrahlenrasters hängt dabei stark von dem Schachtverhältnis $S = H/D$ und der Dicke der Absorberlamellen ab. Je größer S , desto kleiner ist der Streustrahlenanteil SPR . Typische Werte von S liegen im Bereich 5 bis 15 [Web2000]. Da bei dieser Methode aber auch ein Teil der Nutzstrahlung absorbiert wird, steigt die Patientendosis.

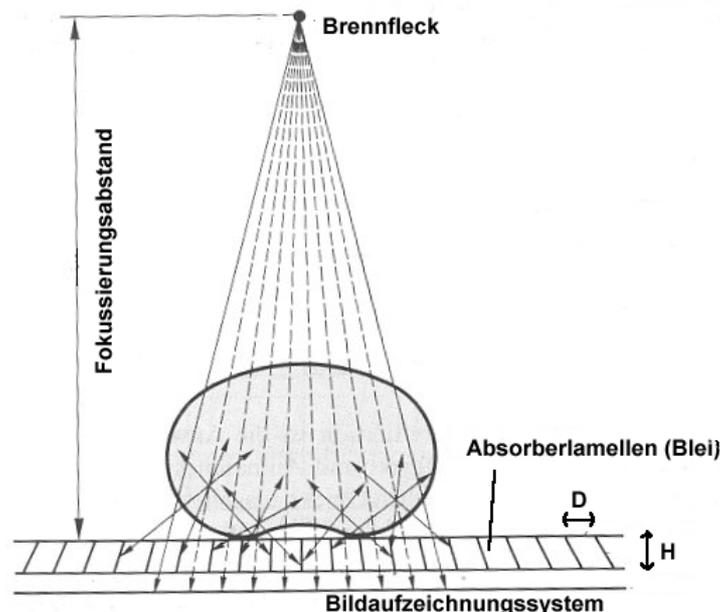


Abbildung 2-6: Fokussierendes Streustrahlenraster, nach [Mor95]

Eine bessere Streustrahlenreduktion wird erst mit der Verwendung **monochromatischer Röntgenquellen** (Röhre + Monochromator oder Synchrotronstrahlung) und einem Sensor mit einer einstellbaren **Energieschwelle** möglich werden. Monte-Carlo Simulationen von solchen Systemen [Ped97] zeigen, daß der Streustrahlenanteil ohne Erhöhung der Patientendosis um 51 % reduziert werden kann. Verwendet man eine Röntgenquelle mit kontinuierlichem Spektrum, kann mit der Energieschwelle der Streustrahlenanteil immerhin um 16 % reduziert werden, hier ist die Verbesserung durch größeren Abstand zum Detektor (Filter) oder durch den Einsatz von Streustrahlenrastern jedoch wesentlich größer.

Möchte man nicht nur integrale Informationen sondern Strukturen inmitten des Körpers abbilden, finden **tomographische Verfahren** Verwendung. Die älteste Technik ist hierbei die

Verwischungstomographie, die sich auch mit einer normalen Filmplatte durchführen läßt. Hierbei werden Film und Röntgenröhre während der Aufnahme gegenläufig bewegt (Abbildung 2-7) und nur eine selektierte Schicht wird scharf abgebildet.

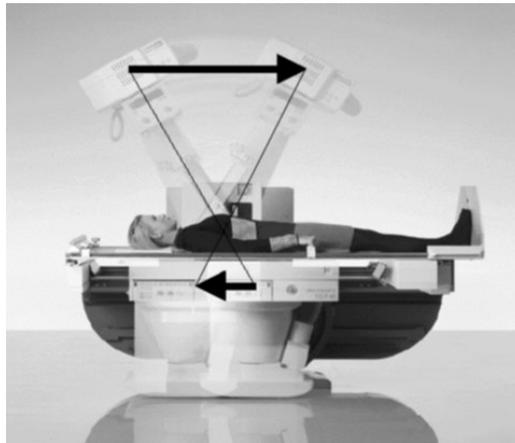


Abbildung 2-7: Verwischungstomographie [Mor95]

Echte dreidimensionale Abbildungen werden erst mit der Computertomographie (CT) möglich. Diese basiert auf der Aufnahme von Projektionen durch den Körper von verschiedenen Seiten, aus denen dann das Bild mit Hilfe der gefilterten Rückprojektion rekonstruiert werden kann [Web2000] [Mor95].

Die erste und einfachste CT-Technik war dabei die Parallelstrahl-Tomographie mit einem sogenannten **Translations-Rotations-Scanner** (Abbildung 2-8). Dabei wird der Patient für jede Projektion mittels eines kollimierten Röntgenstrahles gescannt (Linearscanner). Dem Vorteil des fokussierten Strahls (wenig Streustrahlung) und der einfachen Geometrie steht hier eine lange Meßzeit gegenüber, dies ist vor allem bei der Abbildung von bewegten Objekten (Herz, Lunge) problematisch.

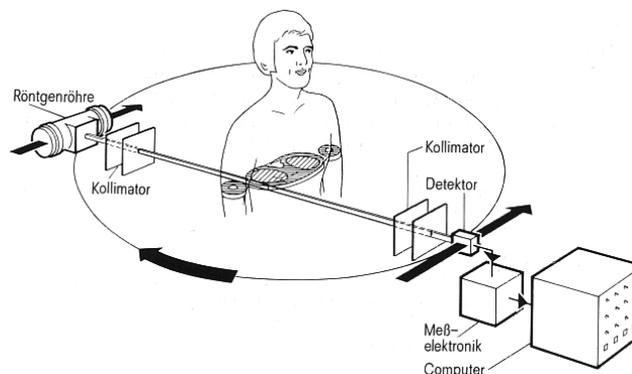


Abbildung 2-8: Translations-Rotations-Scanner [Mor95]

Eine deutliche Verbesserung erzielt man, wenn man mehrere Detektorelemente nebeneinander anordnet und mit einem fächerförmigen Röntgenstrahl ausleuchtet (**Fächerstrahlgerät**). Man kann somit jede Projektion mit nur einer Belichtung aufnehmen, der Rekonstruktionsalgorithmus wird allerdings wesentlich komplizierter als bei der Parallelstrahlabbildung.

Möchte man anstelle des einzelnen Schnittbildes eine komplette 3-dimensionale Aufnahme durchführen, kann man den Körper mit einzelnen Schnittbilder abtasten, die Meßzeit und Strahlenbelastung ist dabei direkt proportional zu der Größe des aufzunehmenden Bereiches. Eine deutliche Reduktion der Aufnahmezeit bei 3-dimensionalen Aufnahmen erreicht man durch die Verwendung des **Spiral-CTs**, bei dem nicht mehr einzelne Schnittbilder aneinandergereiht werden sondern die Röhre den Körper auf einer Spiralbahn abtastet und ein spezieller Algorithmus direkt ein 3-dimensionales Bild berechnet (Abbildung 2-9).

Eine weitere Geschwindigkeitssteigerung erreicht man durch die Aneinanderreihung mehrerer Detektorreihen, d. h. man nimmt mehrere nebeneinander liegende Projektionen gleichzeitig auf (Multi Slice Technik).

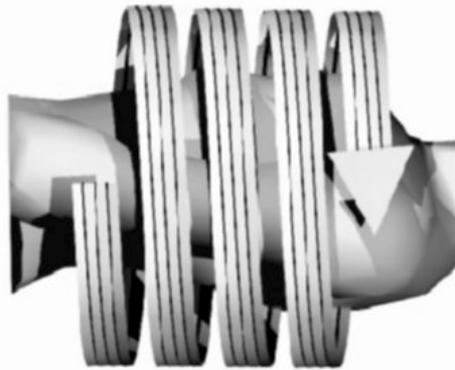


Abbildung 2-9: Prinzip Spiral-CT [Mer2000]

Bei einer größeren Anzahl von Detektorreihen muß man darüber hinaus berücksichtigen, daß nun die einzelnen Strahlfächer nicht mehr parallel verlaufen und zu neuen Rekonstruktionsalgorithmen übergehen (**Cone-Beam CT**). Hat man genügend große Detektoren zur Verfügung, ist eine echt 3-dimensionale Aufnahme mit einer isotropen Bildauflösung möglich.

Mit Hilfe der Cone-Beam CT ist es möglich, eine CT der Lungen in ca. 5 s durchzuführen. Ein Fächerstrahl-Gerät mit Multi-Slice Technik braucht dazu ca. 25 s und ein herkömmliches CT-Gerät 100 s [Mer2000].

Bei der **Fluoroskopie** wird im Gegensatz zu den oben beschriebenen Techniken der Körper kontinuierlich durchleuchtet, um dynamische Prozesse zu beobachten, was auch während einer Operation geschehen kann. Aus Gründen des Strahlenschutzes muß die Dosis pro Einzelbild sehr niedrig gehalten werden (s. Kapitel 2.3.2), so daß die Qualität der Einzelbilder daher niedriger ist als die bei den statischen Techniken. Wegen der Forderung nach Echtzeit-Fähigkeit scheidet der Einsatz von filmbasierenden Nachweissystemen hier aus. Bis in die fünfziger Jahre wurde die den Körper durchleuchtende Röntgenstrahlung auf einem Fluoreszenzschirm beobachtet, was dieser Technik den Namen gab, ansonsten aber wegen der geringen Leuchtstärke des Schirms (Stäbchensehen!) wenig zufriedenstellend war. Erst mit der Einführung der Bildverstärkerröhren 1948 konnte die Qualität der Fluoroskopie erhöht werden.

Prinzipiell ist die Röntgendiagnostik primär eine **morphologische** Bildgebung, d.h. sie bildet nur die Körperstrukturen ab. Entscheidungen, ob ein Organ oder ein Teil davon funktionsfähig ist, können nicht getroffen werden, Krankheiten können nur dann diagnostiziert werden, wenn sich ihre Pathologie morphologisch äußert, also z.B. sich bereits ein Tumor einer gewissen Größe gebildet hat.

Mit Hilfe von Kontrastmitteln lassen sich aber auch in der Röntgendiagnostik funktionale Fragen untersuchen. Ein häufiges Beispiel ist hier die Digitale Subtraktionsangiographie¹ (DSA). Hier wird das Blut mit Hilfe eines jodhaltigen Kontrastmittels markiert, und durch die Subtraktion eines vorher aufgenommenen Bildes ohne Kontrastmittel der Verlauf der Blutgefäße dargestellt. Die Subtraktionsmethode bietet hierbei den Vorteil, mit einer sehr geringen Menge an Kontrastmittel arbeiten zu können.

¹ Die Subtraktionsangiographie ist nicht zwingend auf ein digitales Nachweisgerät angewiesen. Schon in den 30er Jahren wurden Gefäße mittels Filmsubtraktion dargestellt, wobei das Bild mit Kontrastmittel und das auf ein positiv kopiertes Bild ohne Kontrastmittel übereinander gelegt wurden [Mor95].

Die DSA ermöglicht aber nicht nur die Diagnose von Stenosen, auch deren Behandlung mit Ballonkathetern oder Stents wird ständig mittels DSA überwacht um den Katheter exakt positionieren zu können.

Erst mit digitalen Systemen wurde die **quantitative Röntgendiagnostik** möglich. Hierbei unterscheidet man zwischen der geometrischen und der densiometrischen Auswertung des Bildes. Bei der ersten Methode werden die Pixelgrauwerte verwendet, um Längen, Flächen oder Volumina im Körper zu bestimmen, wie z.B. den Durchmesser eines verengten Gefäßes oder das Volumen eines Tumore, bei der densiometrischen Auswertung wird hingegen der Grauwert selbst verwendet, um eine Aussage über die Dichte oder Dicke eines Objektes zu treffen [Mor95]. Dabei ist eine gute Linearität des Detektors von Vorteil.

2.3 Strahlenbelastung

Röntgenstrahlung hat neben dem diagnostischen Nutzen leider auch eine schädigende Wirkung auf den Körper. Diese besteht im wesentlichen aus der Schädigung der Desoxyribonukleinsäure (DNA) im Zellkern entweder durch direkte Wechselwirkung, am häufigsten aber durch indirekte Schädigung durch Radikale, also von der Röntgenstrahlung ionisierte Moleküle (ionisierende Strahlung). Hier spielen vor allem OH-Radikale eine große Rolle. Diese Schädigung der DNA kann zu Fehlfunktionen oder Tumorbildung führen, nur bei sehr starker Schädigung kommt es zum Zelltod. Oft ist nur eine Hälfte der DNA-Doppelhelix geschädigt, so daß Reparaturmechanismen den Strahlungsschaden beheben können. Besonders sensitiv für ionisierende Strahlung sind daher Zellen, die nur die eine Hälfte der Doppelhelix enthalten, also die Keimzellen und Zellen in der Mitosephase. Besonders bei Kindern ist daher auf eine niedrige Strahlendosis zu achten.

2.3.1 Dosisdefinitionen

Die Gesamtwirkung einer Strahlung auf Materie nennt man Dosis, die in einer bestimmten Zeit anfallende Dosis dividiert durch diese Zeit ist die Dosisleistung.

Die Dosis kann man durch ihre Ionisierungswirkung beschreiben, die Einheit dieser Ionendosis ist das Röntgen R. Man definiert [Ger95]:

$$1R = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg} . \quad (2-18)$$

Heute ist das Röntgen keine gesetzliche Einheit mehr, man verwendet jetzt die Energiedosis D , für deren Einheit, das Gray Gy gilt:

$$1\text{Gy} = 1\text{J/kg} . \quad (2-19)$$

In älterer Literatur findet auch noch Angaben der Energiedosis in Rad (rd), es gilt die Umrechnung

$$1\text{rd} = 0,01\text{Gy} . \quad (2-20)$$

Durch Multiplikation der Ionendosis mit der mittleren Ionisationsenergie erhält man einen Zusammenhang zur Energiedosis, für Wasser gilt:

$$1R = 0,0093\text{Gy} . \quad (2-21)$$

Für Belange des Strahlenschutzes besonders wichtig ist die Äquivalentdosis H mit der Einheit Sievert Sv, die auch die Art der Strahlung berücksichtigt:

$$H = Q \cdot D \quad (2-22)$$

Dabei beschreibt der Qualitätsfaktor Q die biologische Wirkung der Strahlung auf den Menschen . Tabelle 2 listet die Qualitätsfaktoren für die wichtigsten Strahlungsarten auf. Die biologische Wirksamkeit der einzelnen Strahlungsarten wird in der Literatur unterschiedlich eingeschätzt. Zu betonen ist hier, daß für Röntgenstrahlung $Q = 1$ gilt, die Energiedosis also gleich der Äquivalentdosis ist.

Tabelle 2: Qualitätsfaktoren [Ger95] [Schi93]

Strahlungsart	$Q / (\text{Sv Gy}^{-1})$
Röntgen	1
γ -Strahlung	1
β -Strahlung	1
Neutronen	5..10
α -Strahlung	10..20

2.3.2 Typische Strahlendosen

Um die hier im folgenden angegebenen Strahlendosen einordnen zu können, zieht man typischerweise die natürliche Strahlenbelastung pro Jahr heran. Dabei soll nur die Belastung durch natürliche Quellen angeführt werden, da der gelegentlich in der Literatur verwendete, die zivilisatorische Strahlenbelastung einschließende Wert gerade durch die sehr stark variierende diagnostische und therapeutische Röntgenbelastung dominiert wird.

Die **natürliche Strahlenbelastung** ist allerdings kein fixer Wert, sondern setzt sich aus verschiedenen Anteilen zusammen, die alle sehr starken lokalen Schwankungen unterworfen sind. Man kann die natürliche Strahlenbelastung in externe und interne Strahlung einteilen. Die externe Belastung setzt sich wiederum aus terrestrischer und kosmischer Strahlung zusammen, die interne Strahlung wird dominiert durch die Inhalation von Radon und die Inkorporation von ^{40}K . Die Anteile der einzelnen Beiträge sind in der Literatur dabei geringfügig unterschiedlich angegeben. Eine Zusammenstellung ist in Tabelle 3 aufgeführt.

Tabelle 3: Natürliche Strahlenbelastung, Weltmittelwerte

Quelle	[Kri98]	[Gru98]
Terrestrische Strahlung	0,42 mSv/a	0,5 mSv/a
Kosmische Strahlung	0,36 mSv/a	0,3 mSv/a
Summe Externe Strahlung	0,78 mSv/a	0,8 mSv/a
Interne Strahlenbelastung	1,62 mSv/a	1,5 mSv/a
Summe	2,4 mSv/a	2,3 mSv/a

Als Vergleichswert erhält man somit für die natürliche Strahlenbelastung

$$H_{nat} \approx 2,4 \text{ mSv}. \quad (2-23)$$

Dieser Wert ist allerdings starken lokalen Schwankungen unterworfen. Besonders der Anteil der terrestrischen Strahlenbelastung kann Werte über 100 mSv/a erreichen, die man z.B. an den Sandstränden von Brasiliens Ostküste durch den hohen Thoriumanteil im Monazit mißt. Der Welthöchstwert wurde in Ramsar (Iran) zu 450 mSv/a gemessen [Kri98][Gru98].

Der zweite zu Vergleichszwecken anzuführende Wert ist die letale Strahlendosis. Hier verwendet man typischerweise die Letal_{50/30}-Dosis, d.h. die Dosis, bei der 50 % der bestrahlten Personen innerhalb von 30 Tagen stirbt. Man findet [Ger95]

$$H_{letal_{50/30}} \approx 4 - 5 \text{ Sv}. \quad (2-24)$$

Wichtig ist anzumerken, daß die beiden hier angegebenen Werte Ganzkörperdosen sind.

Verglichen mit der natürlichen Strahlenbelastung sind die verwendeten Dosen in modernen digitalen Röntgengeräten sehr gering. Ein normales Radiogramm verwendet weniger als 1 % der natürlichen Strahlenbelastung (Tabelle 4), selbst komplizierte Techniken wie die DSA schlagen mit weniger als der halben natürlichen Dosis zu Buche. Heute steht dem hohen diagnostischen Nutzen der Röntgenbildgebung also nur noch eine sehr geringe zusätzliche Strahlenbelastung gegenüber. Dies zeigt auch den technischen Fortschritt, ältere Angaben zu filmbasierenden Techniken gehen noch von einer Dosis im Bereich einiger mSv aus [Web2000] [Kri98].

Tabelle 4: Typische Strahlendosen bei modernen, digitalen Röntgenuntersuchungen [Mer2000][Hoh2000]

Technik	typische Dosis / Bild	typische Dosis / Untersuchung
Fluoroskopie	10 nSv	75 μ Sv (5 min, 25Hz)
Radiogramm	2,5 μ Sv	5 μ Sv (2 Aufnahmen) ²
Mammographie	70 μ Sv	140 μ Sv (2 Aufnahmen)
DSA	10 μ Sv	500 μ Sv (50 Aufnahmen)

Die Werte für CT-Untersuchungen liegen deutlich über denen für eine einfache Röntgenaufnahme. Hier erhält man in den untersuchten Körperteilen Werte um die 20 mSv und Hautdosen im Bereich von 20 – 40 mSv [Kri98].

2.4 Bildqualität

In diesem Kapitel soll auf die wichtigsten Begriffe und Definitionen eingegangen werden, welche die Qualität eines Röntgenbildes charakterisieren, wie Linearität, dynamischer Bereich, Bildrauschen, Homogenität, Quantennachweffizienz und Ortsauflösung. Diese dienen dann als Grundlage für die spätere Gegenüberstellung verschiedener Röntgendetektoren.

2.4.1 Linearität und Dynamik

Der dynamische Bereich eines bildgebenden Systems beginnt bei dem Beleuchtungswert, der gerade noch von dem Untergrundrauschen unterschieden werden kann und dem Beleuchtungswert, ab dem eine weitere Erhöhung der Intensität keine Veränderung des detektierten Signals mehr bewirkt oder mit anderen Worten der Bereich zwischen Nachweisschwelle und Sättigung des Detektors.

Ist der dynamische Bereich kleiner als der Kontrastumfang (siehe Kapitel 2.4.4) des Objektes, kann es vorkommen, daß ein Teil des Bildes im Bereich der Sättigung liegt und ein anderer Teil unter der Nachweisschwelle. Bei falscher Einstellung der Röntgenintensität kann sogar das gesamte Bild außerhalb des dynamischen Bereichs liegen und somit völlig unbrauchbar sein. In diesem Fall muß die Aufnahme wiederholt werden, was zu einer erhöhten Strahlenbelastung des Patienten führt. Ein großer dynamische Bereich verhindert somit Fehlbelichtungen und erhöht den Kontrastumfang des Bildes, ist also ein sehr wichtiges Qualitätskriterium.

Die Definition des dynamischen Bereichs fordert nicht, daß das Antwortverhalten des Systems linear ist, ein solches Verhalten erleichtert jedoch quantitative Aussagen, da für relative Vergleiche innerhalb des Bildes keine Kalibration der Detektorantwortfunktion nötig ist.

2.4.2 Bildrauschen, Homogenität und Bildkorrektur

Die Erkennbarkeit eines Objektes hängt entscheidend von der Größe des Signals und des Bildrauschens ab und kann mit dem **Signal zu Rausch Verhältnis** (SNR, *Signal to Noise Ratio*), auch Signal-Rausch Abstand genannt, beschrieben werden. Geht man davon aus, daß sich ein Objekt vor einem Hintergrund befindet, wird das SNR für **zählende Detektoren** als

$$SNR := \frac{\text{Signal}}{\text{Rauschen}} = \frac{\langle N_{\text{Objekt}} \rangle - \langle N_{\text{Untergrund}} \rangle}{\sqrt{\langle N_{\text{Objekt}} \rangle}} \quad (2-25)$$

definiert [Arf2000]. Die Mittelwerte werden jeweils über das Objekt und den Untergrund, also dem Hintergrund, vor dem man das Objekt erkennen möchte, gebildet und man geht von

² Typischerweise werden zwei Aufnahmen mit unterschiedlicher Einstrahlrichtung durchgeführt, in der Regel eine anterior-posterior und eine lateral.

einer Poisson-Statistik aus. Anzumerken ist, daß die hier definierte Größe nur die Bildqualität beschreibt und nicht mit dem elektronischen Rauschen verwechselt werden darf.

Im allgemeinen ist jedoch das Bildrauschen σ_{Bild} größer als der in (2-25) definierte Wert, da zu dem Quantenrauschen noch Rauschbeiträge aus Detektor- und Elektronikinhomogenitäten hinzukommen. Man kann in diesen Fällen

$$SNR := \frac{\langle N_{Objekt} \rangle - \langle N_{Untergrund} \rangle}{\sigma_{Bild}} \quad (2-26)$$

verwenden.

Im Falle von **integrierenden Detektoren** tritt an die Stelle der Quantenanzahl N die gemessene Intensität I [Irs99]. Diese ergibt sich aus der mittleren Energie $\langle E \rangle$, der Anzahl der Quanten N und der Fläche A :

$$I = N \frac{\langle E \rangle}{A} \quad (2-27)$$

Für das Rauschen gilt nun nicht mehr einfach

$$\sigma_c = \sqrt{N} \frac{\langle E \rangle}{A} \quad (2-28)$$

wie bei einem zählenden System. Da z. B. ein Photon mit 80 keV Energie viermal soviel Ladung im Sensor erzeugt wie ein Photon mit 20 keV, erwartet man von einem integrierenden System eine stärkere Fluktuation des Signals. Man muß daher die Varianz der Intensität unter Berücksichtigung des Röhrenspektrums und der Absorptionscharakteristik des Detektors berechnen; diese in [Gor80] durchgeführte Rechnung soll hier kurz wiedergegeben werden.

Mit dem Röhrenspektrum $N(E)$ mit der Einheit Photonen/keV und der Sensorabsorption $\epsilon(E)$ läßt sich die Zahl der in einem Bildelement nachgewiesenen Photonen zu

$$N = \int_0^{E_{\max}} N(E) \epsilon(E) dE \quad (2-29)$$

berechnen. Entsprechend erhält man die gesamte dort deponierte Energie

$$E_{tot} = \int_0^{E_{\max}} N(E) \epsilon(E) E dE. \quad (2-30)$$

Ihre Varianz berechnet sich unter der Annahme rein statistischer Fluktuationen, also

$$\Delta E = \sqrt{N(E) \epsilon(E) E} \quad (2-31)$$

in jedem Energieintervall zu

$$\sigma_I^2 = \int_0^{E_{\max}} (\Delta E)^2 dE = \int_0^{E_{\max}} N(E) \epsilon(E) E^2 dE. \quad (2-32)$$

Betrachtet man nun die mittlere Energie

$$\langle E \rangle = \frac{E_{tot}}{N} \quad (2-33)$$

und das zweite Moment der Energie um diesen Mittelwert

$$\begin{aligned} \mu^2 &= \int_0^{E_{\max}} N(E) \epsilon(E) (E - \langle E \rangle)^2 dE / N \\ &= \int_0^{E_{\max}} N(E) \epsilon(E) E^2 dE / N - \langle E \rangle^2 \end{aligned} \quad (2-34)$$

erhält man mit (2-32) und (2-28) für die Standardabweichung

$$\sigma_I = \sqrt{1 + \left(\frac{\mu}{\langle E \rangle}\right)^2} \sqrt{N} \langle E \rangle = S \cdot \sigma_C, \quad (2-35)$$

also einen im Vergleich zu einem zählenden System um einen Faktor

$$S = \sqrt{1 + \left(\frac{\mu}{\langle E \rangle}\right)^2} \quad (2-36)$$

größeren Wert. S hängt stark von dem Röhrenspektrum und dem Sensormaterial ab und typische Werte liegen bei 1,05-1,20 [Gor80].

Die **Homogenität** beschreibt, wie gleichmäßig die Antwort eines Abbildungssystems über die Fläche ist. Der Zusammenhang zum SNR wird deutlich, wenn man die Messung der Homogenität betrachtet. Dazu wird der Sensor mit der Röntgenquelle gleichmäßig ausgeleuchtet. Dies erreicht man näherungsweise, wenn man die Röntgenröhre oder eine radioaktive Quelle in ausreichendem Abstand von dem Sensor positioniert. Anschließend werden die Meßwerte in den einzelnen Bildelementen histogrammiert. Dies ergibt eine Gaußverteilung, deren Mittelwert das Signal $\langle N \rangle$ darstellt und deren Breite das Bildrauschen ist. Offensichtlich entspricht eine Homogenitätsmessung der oben beschriebenen Situation mit $\langle N_{\text{Untergrund}} \rangle = 0$, daher wird in der Literatur [Schw99] die Homogenität häufig auch als Signal-zu-Rausch-Verhältnis

$$SNR := \frac{\langle N \rangle}{\sigma_{\text{Bild}}} \quad (2-37)$$

bezeichnet. Nur Quantenrauschen vorausgesetzt, erwartet man, daß

$$\sigma = \sqrt{\langle N \rangle} \quad (2-38)$$

gilt, und sowohl Homogenität als auch SNR mit der Wurzel der Dosis ansteigen. In realen Systemen ist σ meist jedoch größer als $\sqrt{\langle N \rangle}$ und die Abweichung der beiden Größen beschreibt die eigentliche Homogenität des Bildes. Man kann also die Homogenität als

$$H := \frac{\sqrt{\langle N \rangle}}{\sigma} \leq 1 \quad (2-39)$$

definieren und bekommt einen Wert, der von der Dosis und damit von dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis unabhängig ist. Je näher H an die 1 herankommt, desto besser ist die Bildhomogenität.

Ein in der Nuklearmedizin gebräuchliches Maß zur Beschreibung der Bildgüte ist die integrale Inhomogenität [Büll95]. Die Messung erfolgt ebenso wie oben beschrieben, zur Auswertung wird der Detektor jedoch in kleine Teilflächen eingeteilt. Nun bestimmt man von allen Teilflächen den kleinsten (MIN) und größten (MAX) Intensitätswert und berechnet die integrale Inhomogenität K zu

$$K = \frac{MAX - MIN}{MAX + MIN} \quad (2-40)$$

was eigentlich ein Maß für den Bildkontrast ist (siehe 2.4.4). Das homogen ausgeleuchtete Bild sollte idealerweise keinen Kontrast aufweisen, je größer K , desto inhomogener ist das Bild.

Wenn die Homogenität eines Systems nicht ausreichend ist, kann man versuchen, diese mittels einer Homogenitätskorrektur (engl.: *Flat Field Correction*) zu verbessern. Dies geschieht, indem man aus einer Homogenitätsmessung \mathbf{M} mit ausreichend hoher Statistik eine Korrekturmatrix \mathbf{K} für den Sensor berechnet, d.h. man korrigiert die einzelnen Bildelemente auf den Mittelwert der Matrix (mit N Elementen):

$$k_{ij} = \frac{\sum_{i,j} m_{ij}}{N} \frac{1}{m_{ij}} \quad (2-41)$$

und kann nun die korrigierte Matrix \mathbf{M}_{kor} berechnen:

$$m_{\text{kor},ij} = k_{ij} \cdot m_{ij} \quad (2-42)$$

Diese Form der Korrektur macht natürlich nur dann Sinn, wenn das Verhalten des Systems zeitlich stabil ist, man also konstante Effizienzvariationen über den Sensor oder den Elektronikchip hat. Problematisch sind hier vor allem Variationen durch Temperaturänderung des Systems. Auf die Ursachen der Effizienzvariation wird erst später eingegangen, wenn die untersuchten Sensormaterialien beschrieben werden.

2.4.3 Quantennachweiseffizienz

Die Quantennachweiseffizienz DQE (engl.: *Detective Quantum Efficiency*) beschreibt, wie das Signal-zu-Rausch-Verhältnis durch den Detektor verändert wird. Man definiert [Web2000]

$$DQE := \left(\frac{SNR_{IN}}{SNR_{OUT}} \right)^2. \quad (2-43)$$

Ein idealer Detektor verschlechtert das Signal-zu-Rausch-Verhältnis nicht und hat somit $DQE = 1$.

Bei einem System aus mehreren Komponenten multiplizieren sich die DQE-Werte der Einzelkomponenten [Web2000]

$$DQE_{\text{System}} = DQE_1 \cdot \dots \cdot DQE_n, \quad (2-44)$$

somit wird das Gesamtsystem durch die schwächste Komponente bestimmt.

Im Falle von direkt konvertierenden Detektoren (siehe Kapitel 2.5.4) entspricht die DQE der Nachweiseffizienz des Sensors. SNR_{IN} ist hier durch die Statistik gegeben, SNR_{OUT} im Idealfall mit (2-25) als

$$SNR_{OUT} = \sqrt{\varepsilon \langle N \rangle}, \quad (2-45)$$

wobei ε die Nachweiseffizienz des Sensors bezeichnet. Man erhält somit

$$DQE = \left(\frac{\sqrt{\langle N \rangle}}{\sqrt{\varepsilon \langle N \rangle}} \right)^2 = \varepsilon \quad (2-46)$$

als theoretischen Maximalwert.

2.4.4 Bildkontrast und Kontrasterhöhung

Der Kontrast zwischen zwei Objekten (im Bild) kann als

$$K := \frac{I_1 - I_2}{I_1} \quad (2-47)$$

definiert werden. Hier steht I für die Intensität oder die Quantenanzahl, je nach verwendetem Detektor. Die Kontrastwerte aller Objekte im Bild bestimmen den Kontrastumfang. Betrachtet man den Fall, daß man den Kontrast wissen möchte, den man von einem Objekt innerhalb eines anderen erhält, also z.B. eines Tumors zum umgebenden Fettgewebe, berechnet sich K mit (2-16) zu

$$K = \frac{1 - e^{-(\mu_1 - \mu_2)d}}{1 + SPR}, \quad (2-48)$$

wobei μ_1 und μ_2 die Absorptionskoeffizienten des Objektes mit der Dicke d und des umgebenden Gewebes sind. Betrachtet man die Energieabhängigkeit, stellt man fest, daß die

Differenz der Absorptionskoeffizienten und damit der Kontrast mit zunehmender Energie abnimmt. In Abbildung 2-10 ist dies am Beispiel von Fett und Knochen gezeigt.

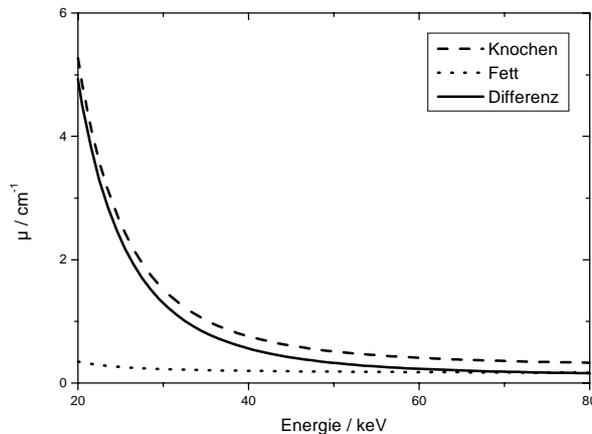


Abbildung 2-10: Berechnete Absorptionskoeffizienten von Fett (Punkte) und Knochen (gestrichelt). Die Differenz aus beiden (durchgezogene Linie) nimmt mit steigender Energie ab.

Der resultierende Kontrast hängt neben der Energie auch noch von der Größe des Objektes ab. In Abbildung 2-11 ist der Kontrast einer 0,1 mm großen Kalzifizierung und von 1 mm dickem Drüsengewebe zu dem umgebenden Brustgewebe gezeigt.

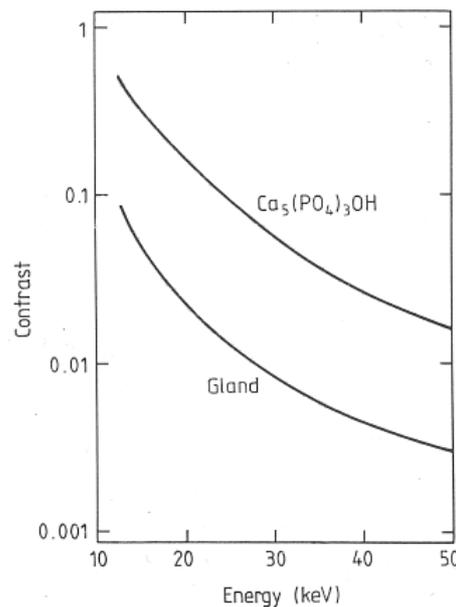


Abbildung 2-11: Energieabhängigkeit des Kontrastes einer 0,1 mm dicken Kalzifizierung (Kalziumhydroxyapatit) und von 1,0 mm Drüsengewebe (Glandis) zu normalem Brustgewebe [Web2000].

Betrachtet man obige Abbildungen, findet man sofort eine Möglichkeit zur **Kontraststeigerung**: Die Verwendung monoenergetischer Röntgenstrahlung mit niedriger Energie. Die Schwierigkeit ist dabei, daß Röntgenröhren nur mit einem nachgeschalteten Monochromator monoenergetisch gemacht werden können, was aber die Intensität stark reduziert, und zu unzumutbar langen Belichtungszeiten in der Radiologie führt (Bewegungsunschärfe). Ausreichende monochromatische Intensitäten erreicht man derzeit nur mit Synchrotronquellen, die aber für den Klinikalltag nicht verfügbar sind.

Eine alternative Möglichkeit ist die Ausblendung des hochenergetischen Anteils aus dem Spektrum durch Setzen einer zweiten, oberen Schwelle (Abbildung 2-12).

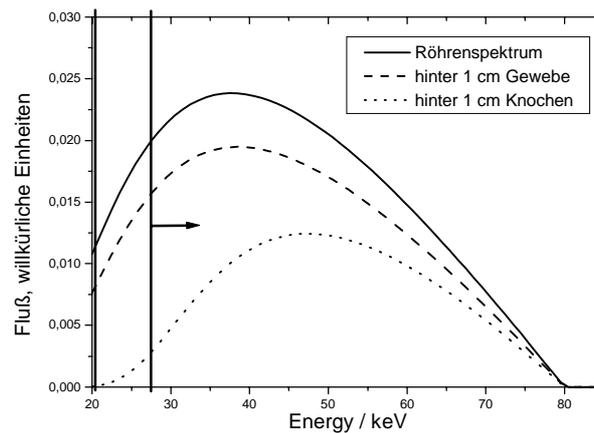


Abbildung 2-12: Spektrum einer Röntgenröhre, direkt (durchgezogene Linie), nach 1 cm Gewebe (gestrichelt) und nach 1 cm Knochen (gepunktet)

Die resultierende Kontrasterhöhung hängt sehr stark von dem verwendeten Sensormaterial ab. Da die Röntgenabsorption mit zunehmender Energie abnimmt, werden die höheren Energien im Spektrum dadurch unterdrückt. Die obere Schwelle bringt daher besonders viel bei Sensoren wie CdTe, die auch bei hoher Energie eine ausreichende Absorption bieten (Abbildung 2-13).

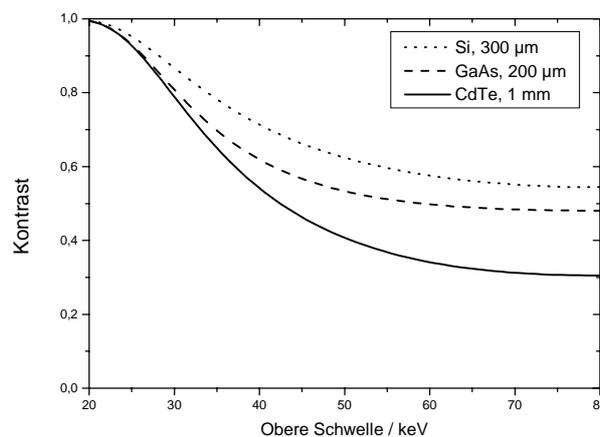


Abbildung 2-13: Kontrasterhöhung durch die obere Schwelle für verschiedene Detektoren

Dieser Ansatz, der nur mit zählenden Pixeldetektoren (siehe Kapitel 3) realisierbar ist, wurde in dieser Arbeit erstmals verwirklicht [Fisch99].

2.4.5 Ortsauflösung

Ogleich die Ortsauflösung eines bildgebenden Systems eine seiner wichtigsten Kenngrößen ist, gibt es unterschiedliche Wege, diese zu charakterisieren, und jede Fragestellung führt zu Antworten mit unterschiedlicher Aussage. Hier sollen die wichtigsten Methoden zur Beschreibung der Ortsauflösung erläutert werden und ihre Aussage diskutiert werden. Da in der Röntgenbildgebung keine Einzelereignisse betrachtet werden, wird die Betrachtung hier auf rein digitale Informationen beschränkt und bezüglich Methoden zur Verbesserung der Ortsauflösung mittels analoger Interpolation auf die Literatur verwiesen [Ove98].

2.4.5.1 Pixellierte Systeme

Im Falle zählender Pixeldetektoren gibt man als Auftreffpunkt der Röntgenquanten die Mitte des getroffenen Pixels an. Da der Teilchennachweis über die ganze Pixelfläche gleich wahrscheinlich ist, läßt sich der Fehler bei dieser Form der Ortsbestimmung als Standardabweichung einer Gleichverteilung angeben. Haben die (quadratischen) Pixel den Abstand p (engl.: *pitch*), so erhält man

$$\sigma = \sqrt{\int_{\mu-\frac{p}{2}}^{\mu+\frac{p}{2}} (x-\mu)^2 \frac{1}{p} dx} = \frac{1}{\sqrt{12}} p, \quad (2-49)$$

wobei $\mu = 0$ die Pixelmitte bezeichnet; für $p = 200 \mu\text{m}$ findet man somit $\sigma = 57,7 \mu\text{m}$.

Diese Größe ist allerdings nur der statistische Fehler der Ortsbestimmung und erlaubt keine direkte Aussage über die Erkennbarkeit abgebildeter Objekte.

2.4.5.2 Receiver Operating Characteristic

Besonders für Anwender interessant ist die sogenannte *Receiver Operating Characteristic* (ROC) [Mor 95], bei der als Maß für die Auflösung eines Gerätes die Größe der kleinsten vom Anwender im Bild noch auflösbaren Struktur verwendet wird. Die Bestimmung erfolgt bei Röntgenstrahlen über spezielle Phantome, siehe Abbildung 2-14.

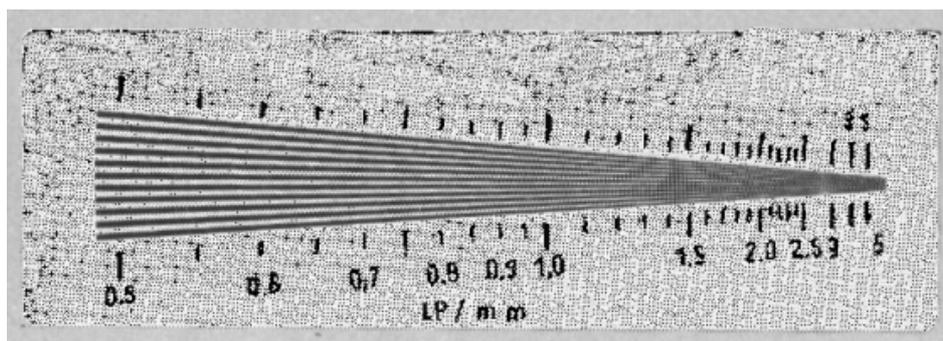


Abbildung 2-14: Phantom zur Messung der Ortsauflösung

Der Vor- und Nachteil dieser Methode liegt in ihrer Abhängigkeit von der Person, welche die Messung durchführt, denn sie liefert nur eine subjektive Größe, somit allerdings auch die genaue Information über die Größe der Details, welche der Anwender später im Bild noch erkennen wird.

2.4.5.3 Modulationstransferfunktion, Linienbildfunktion und Punktbildfunktion

Eine objektive Größe zur Bestimmung der Qualität eines Abbildungssystem ist die Modulationstransferfunktion (MTF), welche als der frequenzabhängige Quotient aus Bildmodulation und Objektmodulation bei einem sinusförmigen Strahlprofil definiert ist [Mor95]. Dabei wird die Modulation als

$$M := \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2-50)$$

definiert, wobei I die maximale bzw. minimale Intensität in dem betrachteten Objekt darstellt. In der Literatur ist diese Bezeichnung leider nicht eindeutig, der hier definierte Ausdruck wird auch oft als Kontrast bezeichnet [Mor95].

Die MTF in Abhängigkeit von der Ortsfrequenz f erhält man nun als

$$MTF(f) := \frac{M_{Bild}(f)}{M_{Objekt}(f)}. \quad (2-51)$$

Die MTF fängt bei 1 an für $f = 0$ und fällt dann für höhere Frequenzen auf 0 ab.

Direkt gemessen werden kann sie für jede Frequenz durch Einbringen eines die Strahlintensität mit eben dieser Frequenz sinusförmig modulierenden Profils in den Strahlengang [Mor95]. Da die sinusförmige Modulation des Strahls schwer zu bewerkstelligen ist und im Falle von Röntgenstrahlung auch noch von der Energie abhängen würde, verwendet man statt dessen ein Raster aus gleich breiten Balken und Zwischenräumen. Aus der so erhaltenen Übertragungsfunktion kann dann die MTF berechnet werden [Col54].

Im Falle von pixellierten Abbildungssystemen funktioniert die Messung der MTF nicht mehr so einfach, da zusätzlich die Abtastung des Objektes durch die Pixelstruktur des Detektors berücksichtigt werden muß. Das Abtasttheorem (auch **Nyquist-Theorem** genannt) besagt hierbei, daß für die maximal meßbare Frequenz f_{max}

$$f_{max} < f_{Nyquist} = \frac{f_{abtast}}{2} = \frac{1}{2p} \quad (2-52)$$

gilt, wobei p der Pixelgröße entspricht. Bei einem Pixeldetektor mit $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ großen Pixeln erhält man also eine maximale Ortsauflösung

$$f_{max} = 2,5 \frac{\text{lp}}{\text{mm}}. \quad (2-53)$$

Die Bezeichnung Linienpaare (lp, engl.: *line pairs*) stammt hierbei aus der MTF-Bestimmung mittels Balkengittern, wobei hier eine Balkenbreite von $200 \mu\text{m}$ und ein Zwischenraum von ebenfalls $200 \mu\text{m}$ einzusetzen ist.

Ist die zu messende Ortsfrequenz größer als die Nyquist-Frequenz, kommt es zu Abtastfehlern, die als *Aliasing* bezeichnet werden.

Ortsfrequenzen kleiner als die Nyquist-Frequenz sind also nicht mehr direkt zugänglich. Man bedient sich daher des mathematischen Zusammenhanges zwischen der MTF und der Linienbildfunktion (LSF, Line Spread Function) über die Fouriertransformation [Mor95]:

$$MTF(f) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} LSF(x) e^{i2\pi f x} dx \right| \left/ \int_{-\infty}^{\infty} LSF(x) dx \right. \quad (2-54)$$

Mißt man nun die LSF und paßt an die Daten eine Funktion an, kann man diese fouriertransformieren und erhält auf diesem Wege die MTF für den ganzen Frequenzbereich und spricht auch von der *presampling* MTF [Yin90] [Wel94]. Dort wurde für pixellierte Sensoren

$$LSF(X) = P_2 \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x - P_1}{P_3}\right)^2\right) + P_4 \exp\left(-\frac{|x - P_1|}{P_5}\right) \quad (2-55)$$

vorgeschlagen und man erhält nach der Fouriertransformation

$$MTF(f) = \frac{\sqrt{2\pi} P_2 P_3 \exp(-2\pi^2 P_3^2 f^2) + \frac{2P_4 P_5}{1 + 4\pi^2 P_5^2 f^2}}{\sqrt{2\pi} P_2 P_3 + 2P_4 P_5}. \quad (2-56)$$

Interessant ist der mathematische Zusammenhang der MTF mit der Punktbildfunktion (PSF, engl.: *Point Spread Function*) über die Fouriertransformation

$$MTF(\omega_x, \omega_y) = \left| \iint_{\mathbb{R}^2} PSF(x, y) e^{i(\omega_x x + \omega_y y)} dx dy \right|, \quad (2-57)$$

wobei ω_x und ω_y die Ortsfrequenzen in x und y und $PSF(x, y)$ die Punktbildfunktion bezeich-

nen. Üblicherweise untersucht man jedoch Linienstrukturen, hat also $\omega_y = 0$. In diesem Fall kommt man über den Zusammenhang zwischen LSF und PSF

$$LSF(x) = \int_{-\infty}^{\infty} PSF(x, y) dy \quad (2-58)$$

direkt zu Gleichung (2-54). Für eine gaußförmige Punktbildfunktion³, also für

$$PSF(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}}, \quad (2-59)$$

findet man nun durch Einsetzen in (2-57) den Zusammenhang zwischen MTF und Standardabweichung σ der Gaußverteilung

$$MTF(f) = e^{-2\pi\sigma^2 f^2} \quad (2-60)$$

und erhält durch Logarithmieren

$$\sigma = \frac{\sqrt{-2\ln(MTF(f))}}{2\pi f}. \quad (2-61)$$

Es soll hier nochmals betont werden, daß dieses σ die Breite der Punktbildfunktion des Sensors beschreibt und nicht mit dem Fehler der Ortsrekonstruktion bei pixellierten Systemen (2-49) verwechselt werden darf.

Obwohl die MTF eine objektiv meßbare Größe ist, gibt sie keine direkte Antwort auf die Frage, welche Details man noch im Bild erkennen kann. Ein Wert, der gut mit dem subjektiven Eindruck von Bildschärfe korrespondiert, ist der *NEP* (engl.: *noise equivalent passband*) Wert, mit dem man die Ortsfrequenz bezeichnet, bei der die MTF auf 0,3 abgefallen ist [Wel94]:

$$MTF(NEP) = 0,3 \quad (2-62)$$

Dieser Wert entspricht auch der Modulationsschwelle des menschlichen Auges [Hel99]. Man darf allerdings nicht erwarten, daß die MTF bei der Nyquist-Frequenz auf 0,3 abfällt, da die Nyquist-Frequenz das Abtasten des Sensors mit der Pixel-Struktur beschreibt.

Besteht das abbildende System aus mehr als einer Komponente, wie es z.B. bei Film-Folien Systemen oder einer Kombinationen aus Szintillator und CCD der Fall ist, multiplizieren sich die einzelnen Modulationstransferfunktionen zu der des Systems:

$$MTF_{System} = MTF_{Komponente 1} \cdot \dots \cdot MTF_{Komponente n} \quad (2-63)$$

Wegen $MTF \leq 1$ ist die wichtige Folgerung hieraus, daß die Abbildungsqualität bei zusammengesetzten Systemen abnimmt.

2.4.5.4 Kantenabbildung

Aus der Abbildung einer Kante läßt sich ebenfalls ein Maß für die Ortsauflösung definieren. Im Idealfall bildet die Abbildung der Kante eine Stufenfunktion Θ , die mit der Übertragungsfunktion des Detektors abgetastet wird, was sich mathematisch als Faltung beschreiben läßt (siehe auch [Nee96]). Hat man eine gaußförmige Punktbildfunktion (2-59), erhält man

$$f_{Stufe}(x_0) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \iint_{\mathbb{R}^2} \Theta(x - x_0) e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}} dx dy, \quad (2-64)$$

wobei das Koordinatensystem so gewählt ist, daß die X-Achse senkrecht auf der Kante steht und zur Vereinfachung die Position der Kante auf $x = 0$ gelegt wurde. Die Integration in y läßt sich mit der Substitution $u = y/\sigma$ ausführen und ergibt

³ Die Angabe eines einzelnen Wertes für σ ist hier gerechtfertigt, da hier die Auflösung des Sensors betrachtet wird, die man als isotrop annehmen kann. Ansonsten muß man $\sigma^2 = \sigma_x^2 + \sigma_y^2$ substituieren.

$$f_{\text{Stufe}}(x_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \int_{-\infty}^{\infty} \Theta(x - x_0) e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \int_{-\infty}^{x_0} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} dx. \quad (2-65)$$

Durch nochmalige Anwendung obiger Substitution resultiert die Fehlerfunktion

$$\text{erf}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{u}{\sigma}\right)^2} du. \quad (2-66)$$

Bei der praktischen Durchführung der Messung wird eine stark absorbierende Platte mit einer scharfen Kante auf den Sensor gelegt und gleichmäßig ausgeleuchtet. Die Intensitätsverteilung wird entlang einer Linie orthogonal zu der Kante gemessen. Man kann σ bestimmen, indem man die aus der Differenzierung von (2-66) entstehende Gauß-Kurve

$$\frac{d}{dx} \text{erf}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma}\right)^2} \quad (2-67)$$

an die Ableitung der Meßdaten anpaßt [Nee96].

Wichtig ist auch hier wieder zu betonen, daß im Falle eines pixellierten Systems die Abtastung der Punktbildfunktion berücksichtigt werden muß, d. h. man muß mit *Aliasing*-Effekten rechnen.

2.4.6 Diskussion

Die in diesem Kapitel eingeführten Begriffe zur Bildqualität sind nicht alle unabhängig voneinander. Es liegt auf der Hand, daß sowohl die Erkennbarkeit des Bildkontrastes als auch die Ortsauflösung sehr stark davon abhängen, wie stark das Rauschen des Systems ist und welche Röntgenenergien verwendet werden. Daher soll hier ein Zusammenhang einmal zwischen Kontrast, Ortsauflösung und Dosis hergestellt werden und zum anderen betrachtet werden, welche Röhrenenspannung optimalen Nutzen bringt.

Da bei einem guten Röntgendetektor das Rauschen und damit das SNR durch das Quantenrauschen dominiert sein sollte, kann man umgekehrt für einen geforderten Kontrast und ein zur eindeutigen Objekterkennung notwendiges SNR die erforderliche Quantenanzahl pro Bildelement berechnen. Dazu kann man in die Definition des SNR (2-25) die Kontrastdefinition (2-47) einsetzen:

$$\begin{aligned} \text{SNR} &= \frac{\Delta\langle N \rangle}{\sqrt{\langle N \rangle}} = K \sqrt{\langle N \rangle} \\ \Leftrightarrow \langle N \rangle &= \frac{(\text{SNR})^2}{K^2} \end{aligned} \quad (2-68)$$

Schwierig ist hierbei die Angabe des minimal nötigen SNR-Wertes, um ein Bilddetail sicher zu erkennen, in [Web2000] wird hier ein Minimum von 5 gefordert. Die hier angegebene Photonenzahl muß allerdings das abzubildende Objekt passieren; geht man willkürlich von einem kubischen Objekt der Dicke d aus, gibt dies eine Photonendichte

$$\frac{\langle N \rangle}{A_{\text{Objekt}}} = \frac{(\text{SNR})^2}{K^2 d^2}. \quad (2-69)$$

Von besonderem Interesse ist wiederum der Spezialfall des pixellierten Systems. In diesem Fall muß jeder Pixel im Bereich des Objekts die mittlere Photonenzahl $\langle N \rangle$ enthalten, d.h. man muß (2-69) noch mit der Anzahl der beteiligten Pixel N_{Pixel} multiplizieren, um die Zahl der nötigen Photonen pro Pixel zu erhalten. Dies entspricht mit

$$N_{\text{pixel}} = \frac{A_{\text{Objekt}}}{A_{\text{Pixel}}} \quad (2-70)$$

einer Normierung auf die Pixelfläche anstelle der Objektgröße:

$$\frac{\langle N \rangle}{A_{\text{Pixel}}} = \frac{\langle N \rangle}{A_{\text{Objekt}}} N_{\text{Pixel}} = \frac{\langle N \rangle}{A_{\text{Objekt}}} \frac{A_{\text{Objekt}}}{A_{\text{Pixel}}} \quad (2-71)$$

Diese Formel gilt natürlich nur für Objekte, deren Abmessungen größer sind als die des Pixels. Setzt man nun die Pixelfläche $A_{\text{Pixel}} = p^2$ und die Objektgröße $A_{\text{Objekt}} = d^2$ in (2-71) ein, erhält man das vielleicht etwas erstaunliche Resultat, daß bei großen Objekten die Dosis bei vorgegebenem SNR und Kontrast allein von der Pixelgröße abhängt:

$$\frac{\langle N \rangle}{A} = \frac{(SNR)^2}{K^2 p^2} \quad (2-72)$$

Da die benötigte Photonendichte auf der gesamten zu untersuchenden Fläche des Patienten eingestrahlt werden muß, darf man hier allgemein A anstelle von A_{Pixel} schreiben.

Berücksichtigt man noch, daß der Kontrast von der Objektgröße abhängt, kann man diesen mit Formel (2-48) substituieren und erhält

$$\frac{\langle N \rangle}{A} = \frac{(SNR)^2}{(1 - e^{-\Delta\mu \cdot d})^2 p^2} (1 + SPR)^2, \quad (2-73)$$

mit der Differenz der Absorptionskoeffizienten von Objekt und umgebenden Gewebe $\Delta\mu$. Führt man nun im Nenner eine Taylorentwicklung bis zur ersten Ordnung durch, ergibt sich

$$\frac{\langle N \rangle}{A} = \frac{(SNR)^2}{(\Delta\mu)^2 d^2 p^2} (1 + SPR)^2. \quad (2-74)$$

Die Anzahl der benötigten Quanten steigt also quadratisch mit abnehmender Objekt- und Pixelgröße. Möchte man z. B. ein Objekt mit $\Delta\mu = 0,5/\text{cm}$ mit der Abmessung $d = 1 \text{ mm}$ mit einer Pixelgröße von $p = 200 \mu\text{m}$ bei 50 % Streustrahlung abbilden, braucht man $1 \cdot 10^6$ Photonen/ mm^2 . Um die Dosis des Patienten nicht unnötig zu erhöhen, sollte man daher die Pixelgröße nicht kleiner wählen, als aus diagnostischer Sicht erforderlich. In Tabelle 5 sind die in verschiedenen radiologischen Anwendungen erforderlichen Pixelgrößen aufgelistet.

Tabelle 5: Sinnvolle Pixelgrößen für die Radiologie [Mer2000]

Anwendungsbereich	Pixel-Kantenlänge / μm
Mammographie	50 ... 100
Fluoroskopie	150 ... 400
Radiographie (Körper)	100 ... 200
Radiographie (Dental)	40

Obige Abschätzung liefert zusätzlich eine Information darüber, welche Quantenzahlen man pro Pixel erwarten kann, und damit eine Aussage über den notwendigen dynamischen Bereich des Systems. Obiges Zahlenbeispiel ergibt 40000 Photonen pro $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ Pixel, man benötigt also einen dynamischen Bereich von mindestens 16 Bit.

Eine Simulation, welche Röntgenenergie optimalen Nutzen bringt, findet sich in [Arf2000] und soll hier kurz umrissen werden. Die Dosisausbeute FOM (engl.: *Figure of Merit*) kann man definieren als

$$FOM = \frac{SNR}{\sqrt{\langle Dosis \rangle}}. \quad (2-75)$$

Hier nimmt offensichtlich das SNR mit der Strahlungsenergie ab, aber auch die Dosis, die der Patient abbekommt, nimmt mit der Energie ab, da bei höheren Energien die Absorption im Patienten abnimmt. Eine Simulation der Dosisausbeute in der Mammographie bei der Erkennung von adiposem Gewebe mit 5 mm Durchmesser in Abhängigkeit der Energie findet sich in Abbildung 2-15. Die Simulation wurde für verschiedene Brustdicken durchgeführt und

zeigt deutlich die Abhängigkeit der optimalen Energie von der Beschaffenheit des zu untersuchenden Objektes.

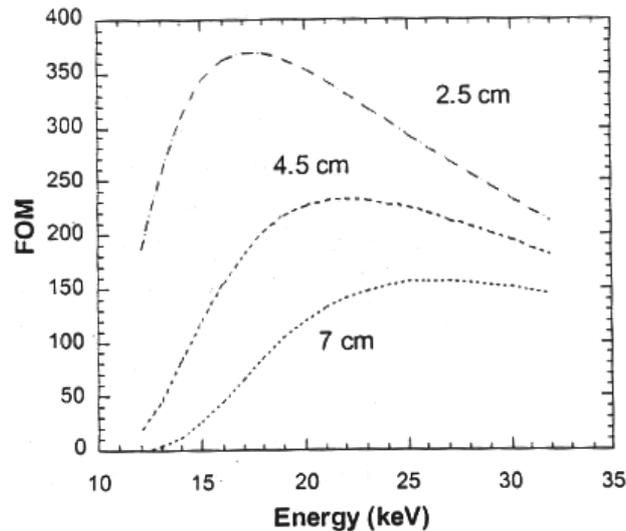


Abbildung 2-15: Dosisausbeute in Abhängigkeit von der Energie für verschiedene Brustdicken [Arf2000]

2.5 Bildgebende Systeme für die Röntgendiagnostik

In diesem Kapitel soll versucht werden, die wichtigsten Detektoren zum Nachweis und zur Aufzeichnung von Röntgenstrahlung für medizinische Anwendungen nach ihren Funktionsprinzipien getrennt zu beschreiben. Dazu werden zum einen die in den vorigen Kapiteln erarbeiteten Qualitätsmerkmale Verwendung finden, aber auch Gesichtspunkte wie Verfügbarkeit und Preis, die nicht zuletzt die Auswahl für den Einsatz eines speziellen Gerätes entscheiden. Die Reihenfolge der Auflistung folgt dabei der technischen Evolution, beginnend mit der einfachen Filmplatte bis hin zu den hybriden Pixeldetektoren. Am Ende werden die verschiedenen Systeme tabellarisch gegenübergestellt und verglichen.

2.5.1 Konventionelle Verfahren

Als konventionelle Verfahren werden hier die photochemischen Verfahren bezeichnet, die allesamt eines chemischen Entwicklungsschrittes bedürfen. Die Filmplatte wurde bereits 1895 von Konrad Wilhelm Röntgen bei seinen ersten Röntgenaufnahmen (Abbildung 2-16) eingesetzt.



Abbildung 2-16: Konrad Röntgen: Radiogramm der Hand seiner Frau [Res2000]

2.5.1.1 Film

Ursprünglich wurde der Film direkt mit der Röntgenstrahlung belichtet. Der Hauptnachteil hier ist die geringe Nachweiswahrscheinlichkeit für Röntgenstrahlung von nur etwa 1 % [Mor95], welche den Film aus Sicht des Strahlenschutzes als ungeeignet erscheinen läßt.

Ein weiterer gravierender Nachteil des Films ist seine Gradationskurve (Schwärzungskurve), die in Abbildung 2-17 gezeigt ist. Die Schwärzung S des Films ist dabei definiert als der dekadische Logarithmus des Verhältnisses der Intensität des einfallenden zur Intensität des durchgehenden Lichtes, bei der Schwärzung 1 wird also 1/10 des einfallenden Lichtes durchgelassen [Mor95]. Die logarithmische Definition entspricht dabei dem Ansprechverhalten des menschlichen Auges.

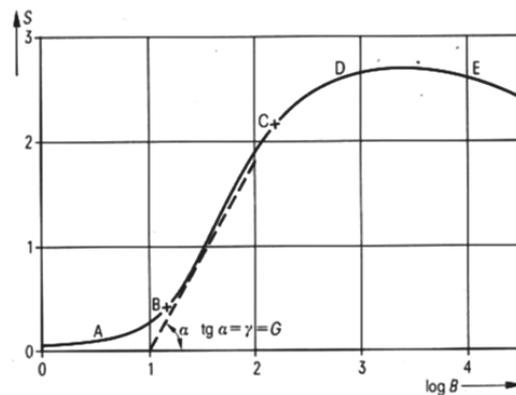


Abbildung 2-17: Gradationskurve von Röntgenfilm [Mor95]

Betrachtet man die Gradationskurve (Abbildung 2-17), erkennt man, daß der dynamische Bereich des Films sehr eingeschränkt ist. Oberhalb des Punktes D tritt Sättigung ein, unterhalb des Punktes A reicht die Dosis nicht aus, um eine Schwärzung des Films zu erzielen. Der Tangens der Steigung der Kurve in dem linearen Bereich der Kurve wird als Gradation G oder Gammawert γ bezeichnet. Je größer die Gradation, desto stärker wird der Bildkontrast bei einem gegebenen Objektkontrast.

Die Nichtlinearität der Kurve erschwert zudem quantitative Messungen, da zusätzlich eine Kenntnis der Kurve (Kalibration) notwendig wird [Ove98]. Der genaue Verlauf hängt aber nicht nur von dem verwendeten Filmtyp (Empfindlichkeit) sondern auch von der Art der Entwicklung ab. Hierin liegt eine weitere große Fehlerquelle bei der filmbasierten Radiologie.

Eine Eigenart des Films ist es, daß das Rauschen nicht alleine das Quantenrauschen ist, sondern in den Bereichen von Unter- und Überbelichtung (Abbildung 2-17, Punkte A und D) durch das Rauschen aufgrund der Granularität des Films bestimmt ist [Web2000].

Für den Vergleich mit den digitalen Systemen muß noch gesagt werden, daß der Film die Energie der Strahlung integriert, also keine Energieauflösung ermöglicht. Wegen des notwendigen Entwicklungsprozesses ist er außerdem nicht echtzeitfähig; zeitaufgelöste Messungen sind somit nicht möglich.

Die Vorteile der photographischen Platten liegen in ihrer kostengünstigen Verfügbarkeit in beliebiger Größe und der sehr guten Ortsauflösung von wenigen Mikrometern. Daher werden sie nach wie vor bei Anwendungen wie der Mammographie oder dem Zahnröntgen eingesetzt, wenn man kleine Details im Bild erkennen möchte.

2.5.1.2 Film-Folien-System

Das Film-Folien System wurde entwickelt, um den Hauptnachteil des bloßen Films, nämlich die geringe Effizienz, zu beheben. Dies geschieht, indem auf beiden Seiten des doppelseitig beschichteten Films Verstärkungsfolien von typischerweise 100 μm angebracht

werden (Abbildung 2-18), um Röntgenstrahlung in sichtbares Licht umzuwandeln. Neben konventionellen Folienmaterialien wie Kalziumwolframat (CaWO_4) werden Seltene Erden Folien wie Gadoliniumoxisulfid ($\text{Cd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$) und Tantalat-Folien wie Yttriumtantalat (YTaO_4) verwendet. Entscheidend ist nicht nur eine gute Röntgenabsorption, sondern auch ein hoher Wirkungsgrad bei der Lichtemission. Insgesamt erreicht man mit Verstärkungsfolien eine bildwirksame Absorption von 20 % bis 60 % der einfallenden Röntgenstrahlung je nach verwendetem Folientyp und Empfindlichkeitsklasse [Mor95].

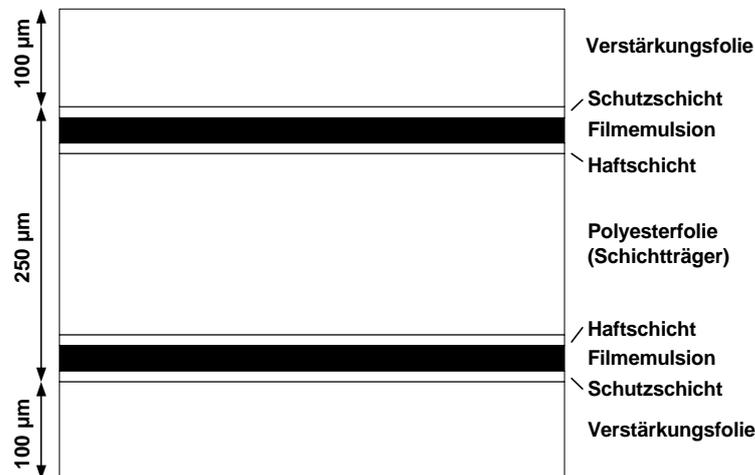


Abbildung 2-18: Schichtaufbau bei einem Film-Folien System

Ein Nachteil der Film-Folien-Systeme ist die deutlich reduzierte Ortsauflösung im Vergleich zum Film allein, wie in Abbildung 2-19 an den MTF-Kurven zu sehen ist. Der Film (Kurve A) liegt deutlich über den verschiedenen Film-Folien Systemen (Kurven B-D). Je sensibler das Film-Folien System ist, desto schlechter ist die Ortsauflösung.

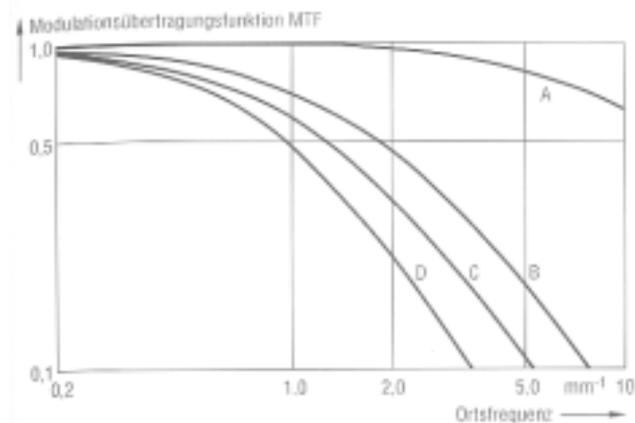


Abbildung 2-19: MTF von Röntgenfilm (A) und Film-Folien Systemen verschiedener Empfindlichkeitsklassen (B-D) [Mor95]

2.5.1.3 Xeroradiographie

Eine weitere photographische Technik in der Radiologie ist die Xeroradiographie. Sie liefert – ohne naßchemische Prozesse - ein Papierbild, dessen Auflösung besser ist als bei Film-Folien Systemen auf Kosten einer etwas geringeren Sensitivität, bei einer zusätzlichen kantenverstärkenden Wirkung [Web2000]. Hauptanwendungsgebiet ist daher die Mammographie (Abbildung 2-20).

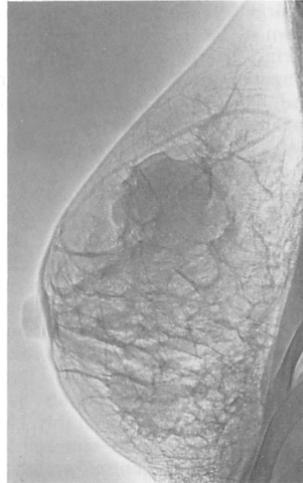


Abbildung 2-20: Xeroradiogramm [Web2000]

Technisch gewinnt man ein Xeroradiogramm mit einer mit $125\ \mu\text{m}$ dickem Selen beschichteten ca. 2 mm dicken Aluminiumplatte, die vor der Aufnahme elektrisch aufgeladen und in eine lichtdichte Platte gepackt wird. Die Röntgenstrahlung erzeugt in dem Selen Elektron-Loch Paare, die durch das elektrische Feld zu der Oberfläche der Platte wandern und diese entladen. Die „Entwicklung“ erfolgt in einem zweistufigen Prozeß. Zuerst wird die Platte mit einem Aerosol eines blauen Pulvers eingesprüht, das sich hauptsächlich an den Stellen mit hoher Ladung anlagert. Die Pulververteilung wird anschließend durch Kontakt auf ein beschichtetes Papier übertragen und durch Erhitzen gebunden.

Wegen der geringen Ladungssammlungseffizienz von nur ca. 16 % verwendet man anstelle der sonst in der Mammographie üblichen Molybdän-Anode eine Wolfram-Anode bei 43 kV Röhrenspannung; die Strahlenbelastung liegt nur etwa 2-4 mal höher als bei einem Film-Folien System. Durch die Kanten hervorhebende Wirkung dieser Technik ist die Abbildungsqualität trotz der hohen Röhrenspannung exzellent [Web2000].

2.5.2 Semi-Digitale Systeme (Speicherfolien)

Mit semi-digital meint man, daß die Bildinformation nicht sofort digital zur Verfügung steht, sondern erst umgewandelt werden muß.

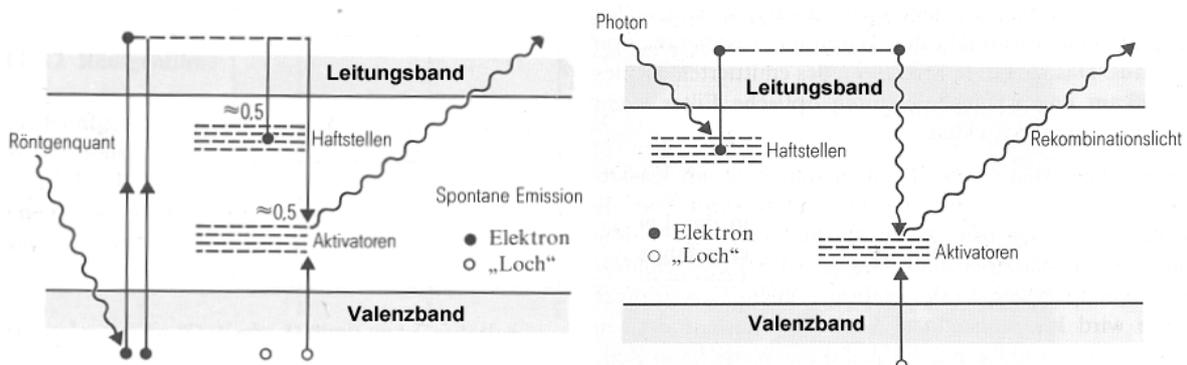


Abbildung 2-21: Funktionsprinzip der Speicherfolien [Mor95]. Links: Speichern der Information während der Aufnahme, rechts: Auslesen der Folie mit Laserstrahlen.

Der typische Vertreter dieser Kategorie sind die Speicherfolien, in englischsprachiger Literatur auch als „storage plates“, „storage phosphors“ oder „phosphor imager“ bezeichnet. Speicherfolien sind ähnlich aufgebaut wie Film-Folien Systeme, und enthalten als wesentlichen Bestandteil einen Leuchtstoff. Dieser hat in der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband (siehe Kapitel 4.1.1) so genannte Haftstellen. Durch die Röntgenstrahlen

erzeugte Elektron-Loch Paare diffundieren durch den Leuchtstoff, bis das Elektron aus dem Leitungsband auf eine Haftstelle trifft und dort gespeichert wird (Abbildung 2-21). Ein konkurrierender Prozeß ist dabei die Rekombination des Elektrons mit einem Loch über einen Aktivator unter spontaner Emission eines optischen Photons (Abbildung 2-21).

Zum Auslesen der Speicherplatte scannt man diese mit einem fokussierten Laser (Abbildung 2-22) und regt die in den Haftstellen gespeicherten Elektronen in das Leitungsband an, bis sie über die Aktivatoren rekombinieren. Das dabei emittierte Licht wird mit einem Photomultiplier nachgewiesen und dem Bildpunkt ein der Intensität des gemessenen Lichtes entsprechender Wert zugewiesen. Die Größe der Bildpunkte und damit die Ortsauflösung hängt hauptsächlich von der Größe des Laserspots ab. Typische Werte liegen hier bei $100\ \mu\text{m}$ [Web2000]. Ein weiterer die Bildqualität beeinflussender Faktor ist die Lichtstreuung in der Leuchtschicht.

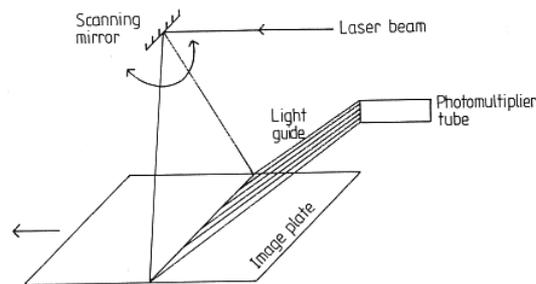


Abbildung 2-22: Scannen einer Speicherfolie mit einem beweglichen Spiegel. Nach jeder Zeile wird die Speicherfolie weiterbewegt. [Web2000]

Für die Aufnahme des semi-digitalen Röntgenbildes kann das gleiche System verwendet werden wie bei einer Aufnahme mit einer Filmplatte. Da das Bild in den Haftzentren für einige Tage bis Wochen gespeichert ist, kann die Auswertung später erfolgen. Nach einem Löschzyklus ist die Platte dann wieder einsetzbar.

Der Hauptvorteil gegenüber filmbasierenden Systemen ist der hohe dynamische Bereich der Speicherplatten von etwa 10^4 [Web2000]. In Abbildung 2-23 ist das Ergebnis mit einer Speicherfolie dem mit einem Röntgenfilm für verschiedene Röntgendosen gegenübergestellt, man sieht hier sehr gut die Vorteile des großen dynamischen Bereichs: Während der Film Unter- und Überbelichtungen aufweist, ist die Speicherfolie relativ unempfindlich gegen Fehlbelichtungen.

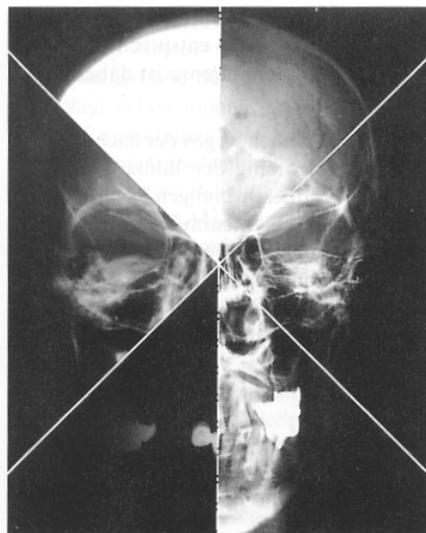


Abbildung 2-23: Vergleich eines Film-Folien Systems (links) mit einer Speicherfolie (rechts) bei verschiedenen Belichtungseinstellungen [Mor95]. Der dynamische Bereich der Speicherfolie ist deutlich größer als bei dem Film, auch bei optimaler Belichtung.

Der Hauptnachteil der Speicherfolien ist das umständliche Scannen der Platten, es handelt sich also nicht um eine echtzeitfähige Technik.

2.5.3 Indirekte Digitale Systeme

Als digitale Systeme werden hier alle diejenigen aufgeführt, bei denen die Bildinformation sofort digital zur Verfügung steht. Die verschiedenen Typen der digitalen Systeme werden dann noch je nachdem wie man zu der digitalen Information, also den elektrischen Signalen, kommt, in direkte und indirekte digitale Systeme eingeteilt.

Indirekte digitale Systeme wandeln die Röntgenstrahlung erst in ein typischerweise optisches Zwischensignal um, das dann in elektrische Signale umgewandelt wird, sie bestehen also aus zwei Komponenten. Zur Umwandlung der Röntgenstrahlung in Licht finden hauptsächlich Röntgenbildverstärker und Szintillatoren Verwendung. Das damit erzeugte Licht wird dann mit einem 2-dimensionalen optischen Sensor aufgezeichnet. Der Vollständigkeit wegen wird auch noch der Photomultiplier beschrieben, der allerdings keine zwei-dimensionale Information liefert.

2.5.3.1 Photomultiplier

Eine schon sehr lange gebräuchliche Methode, Szintillatoren auszulesen, ist der Photomultiplier. Hier schlagen die von einem Szintillator emittierten optischen Photonen aus einer Photokathode Elektronen heraus, die in einem elektrischen Feld beschleunigt werden. Um ein großes Signal zu erhalten, wird dieser Prozeß iteriert, d.h. man läßt die beschleunigten Elektronen wieder auf eine Photokathode (Dynode) treffen, aus der sie nun eine ganze Anzahl von Elektronen freisetzen, die dann wiederum beschleunigt werden (Abbildung 2-24).

Die Vorteile des Photomultipliers liegen neben dem einfachen Aufbau in seiner Geschwindigkeit. Man erhält ein sehr schnelles Signal und kann den Photomultiplier daher sowohl integrierend als auch zum Zählen der einzelnen Röntgenquanten verwenden. Der Nachteil ist, daß der einzelne Photomultiplier nur eine punktförmige Information zur Verfügung stellt und die Integration mehrerer Photomultiplier durch ihre Größe stark limitiert ist. Daher findet der Photomultiplier heute in der Röntgendiagnostik⁴ hauptsächlich als eindimensionales Array (Zeilendetektor) für die CT Verwendung.

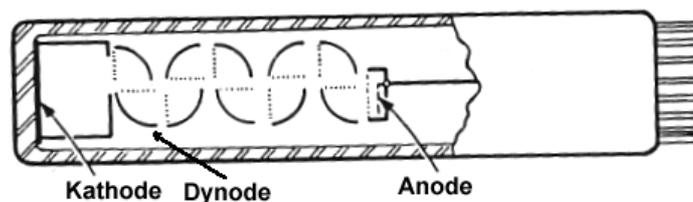


Abbildung 2-24: Photomultiplier [Leo94]

2.5.3.2 Röntgenbildverstärker

Der Röntgenbildverstärker ist eine Vakuumröhre, in der ein Röntgenbild in ein sichtbares Bild hoher Leuchtdichte umgewandelt wird.

Die Röntgenstrahlung tritt durch das sehr dünne Eingangsfenster, das typischerweise aus ca. 1 mm Aluminium besteht, und fällt auf einen Leuchtschirm, wo sie in optische Photonen umgewandelt wird (Abbildung 2-25). Als Fluoreszenz-Material verwendet man sehr oft Cäsiumiodid, das eine sehr hohe Absorptionseffizienz (60 – 70 %) und eine gute Lichtausbeute hat. Die so erzeugten optischen Photonen schlagen Elektronen aus der Photokathode heraus, die in einem elektrischen Feld auf ca. 25-35 keV beschleunigt werden und mit einer

⁴ In der Nuklearmedizin sind Photomultiplier nach wie vor stand der Technik zur Auslese von Anger-Kameras und PET-Detektoren, da hier die Ortsauflösung anderweitig limitiert ist.

Elektronenoptik bestehend aus fokussierenden Elektroden auf den Ausgangsleuchtschirm abgebildet werden. Dort erzeugt ein Elektron dann typischerweise 1000-10000 Lichtquanten [Mor95] [Web2000]. Verglichen mit einem Fluoreszenzschirm ohne Verstärker erhält man eine bis zu 10000-fach höhere Lichtausbeute [Web2000].

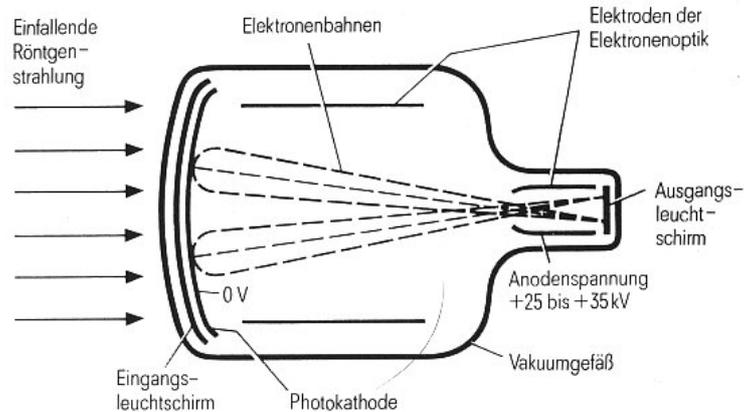


Abbildung 2-25: Aufbau eines Röntgenbildverstärkers [Mor95]

Heute sind Bildverstärker mit Durchmessern des Eingangsschirmes von bis zu 57 cm erhältlich. Der Ausgangsschirm ist deutlich kleiner, typische Durchmesser hier liegen bei 2,5 cm. Man erhält somit ein verkleinertes Bild. Das Bildrauschen ist durch das Quantenrauschen der am Eingangsschirm absorbierten Röntgenquanten dominiert.

Die Ortsauflösung hängt stark von der Eingangsschirmgröße und damit dem Verkleinerungsfaktor ab und ist schlechter als bei Film-Folien Systemen (Abbildung 2-26). Allerdings wird eine Dosisreduzierung im Vergleich zu letztgenannten um einen Faktor 5 erreicht [Web2000].

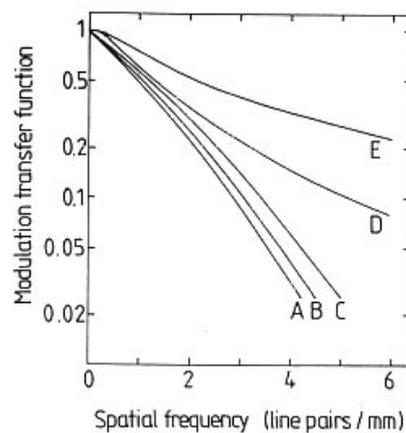


Abbildung 2-26: MTF von Röntgenbildverstärkern (A: 57 cm, B: 47 cm, C: 34 cm Durchmesser) mit Film-Folien Systemen (D: Hochempfindlich, E: Hochauflösend) [Web2000]

Aufgrund seiner Echtzeitfähigkeit findet der Röntgenbildverstärker häufig Anwendung in der Fluoroskopie. Wurde früher das Bild noch direkt auf dem Austrittsschirm mit einer Lupe beobachtet, ging man sehr schnell dazu über, diese durch eine Fernsehkamera zu ersetzen (Röntgenkino). Mit einem Strahlteiler nach dem Ausgangsschirm lassen sich auch eine Photoplatte und eine Filmkamera gleichzeitig betreiben.

Heute wird der Röntgenbildverstärker meist zusammen mit einer CCD-Kamera betrieben und zählt daher zu den digitalen Systemen.

2.5.3.3 Szintillatoren

Szintillatoren dienen der Umwandlung von Röntgenstrahlen in sichtbares Licht. Wichtige Qualitätsmerkmale sind daher ihre Effizienz bei der Absorption von Röntgenstrahlung, die Lichtausbeute aber auch die laterale Lichtdiffusion im Material. Die Wellenlänge des emittierten Lichtes muß zudem auf das nachfolgende System abgestimmt sein.

Die wichtigsten Eigenschaften typischer Szintillatoren sind in Tabelle 6 aufgelistet. Jedes Material hat dabei Vor- und Nachteile, und man wird je nach Anwendung ein anderes auswählen, so wird z.B. in der Nuklearmedizin bei PET⁵-Detektoren wegen der hohen Gammaenergie mit BGO gearbeitet und bei Anger-Kameras kommt NaI(Tl) zum Einsatz. Bariumfluorid eignet sich vor allem für Koinzidenzexperimente.

Tabelle 6: Eigenschaften typischer Szintillatoren [Mor95] [Web2000] [Eij2001]

Szintillator	Dichte [g/cm ³]	Z	Lichtausbeute ⁶ [%]	Abklingzeit [ns]	Wellenlänge [nm]
Cäsiumiodid, CsI(Tl)	4,5	54	45	1000	580
Bariumgermanat, BGO	7,13	74	12	300	480
Natriumiodid, NaI(Tl)	3,67	50	100	230	410
Bariumfluorid, BaF ₂	4,89	54	5	0,7	195, 220

In Röntgendetektoren wird sehr oft Thallium-dotiertes Cäsiumiodid verwendet, nicht nur wegen der guten Absorption und Lichtausbeute, sondern vor allem wegen der säulenförmigen Struktur der Kristalle (Abbildung 2-27), die als Lichtleiter fungiert und so die laterale Lichtdiffusion reduziert. Die Größe der Kristallsäulen ist dabei entscheidend für die Ortsauflösung des Systems (Abbildung 2-27).

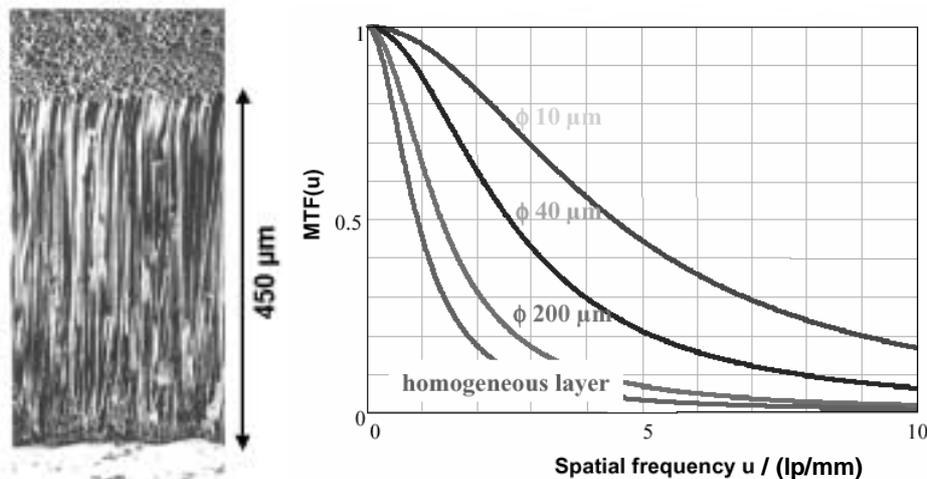


Abbildung 2-27: Querschnitt durch einen CsI(Tl) Szintillator mit 10 µm Kristallsäulen (links) und Auswirkung des Säulendurchmessers auf die MTF (rechts) [Fre2000].

2.5.3.4 CCD-Sensoren

CCDs (engl.: *Charge Coupled Devices*) wurden zur Bilderzeugung im optischen Bereich entwickelt und finden sich heute in fast allen digitalen Video- und Photokameras.

CCDs bestehen aus einem Array von MOS⁷-Dioden, die durch Elektroden auf einem kontinuierlichen Isolator auf einem Halbleitersubstrat realisiert sind [Sze85]. Lichtquanten, die auf den Sensor treffen, erzeugen dort freie Ladungsträger (Elektronen), die sich in einem Potentialminimum unter einer der Elektroden sammeln (Abbildung 2-28). Möchte man die CCD

⁵ PET = Positron Emission Tomography

⁶ Relativ zu Natriumiodid

⁷ MOS=Metal Oxid Semiconductor

auslesen, werden die Spannungen von jeweils drei benachbarten Elektroden so modifiziert, daß das Potentialminimum zu einer Seite wandert (3-Phasen CCD). In Abbildung 2-28 ist gezeigt, wie durch Erhöhen der Spannung an der rechten Elektrode die Elektronen dorthin bewegt werden. In einem dritten Schritt wird dann ϕ_2 reduziert und ϕ_1 erhöht, um die Elektronen in den nächsten Pixel zu verschieben.

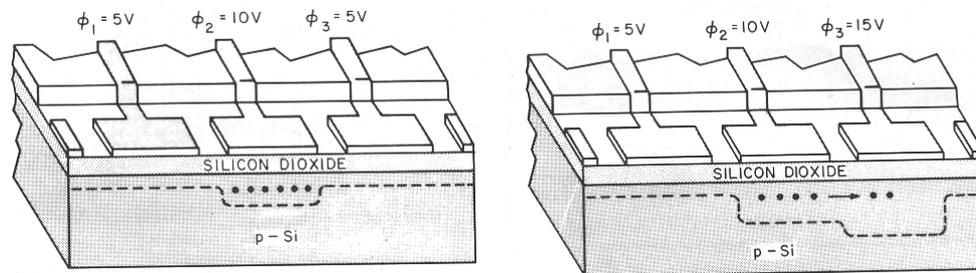


Abbildung 2-28: Funktionsprinzip einer CCD [Sze85]: Durch Änderung von ϕ_3 wird die Ladung von der zweiten zu der dritten Elektrode transportiert

Der Vorteil der CCD liegt in ihrer einfachen Bauweise und Ansteuerung - man benötigt nur einen Verstärker an einer Seite der CCD die eine kostengünstige Herstellung ermöglicht. Durch moderne Halbleiterprozesse sind mit CCDs Pixelgrößen im Bereich von $20\ \mu\text{m}$ möglich [Lud2001] [Ito2000], die Ortsauflösung ist somit sehr gut. In der Radiologie werden sie daher heute sowohl in Kombination mit Röntgenbildverstärkern als auch mit Szintillatoren eingesetzt.

Diesen Vorteilen stehen allerdings eine Reihe von Nachteilen gegenüber:

- **Auslesezeit**
Durch das pixelweise Weiterschieben der Ladungspakete steigt die Auslesezeit der CCD proportional mit der Zeilenzahl. Die maximal erreichbare Bildrate liegt daher bei aktuellen Systemen von $20\ \text{cm} \times 20\ \text{cm}$ Größe im Bereich von $0,5 - 1\ \text{Hz}$ [Ito2000].
- **Geistertreffer**
Die CCD ist immer aktiv, auch während der Auslese. Signale während dieser Zeit werden in falsche Pixel einsortiert (Geistertreffer).
- **Dunkelstrom**
Auch ohne Signal entstehen in den CCDs Ladungsträger durch Leckströme. Dieser sogenannte Dunkelstrom reduziert den dynamischen Bereich und verringert das SNR.
- **Sensitivität**
MOS CCDs haben nur eine sehr dünne photosensitive Schicht und eignen sich daher nicht zum direkten Röntgennachweis. Sie werden deshalb i.a. mit Röntgenbildverstärkern oder Szintillatoren kombiniert, was allerdings die Ortsauflösung verschlechtert. Andere Wege, die Sensitivität zu steigern, ist die Verwendung direktkonvertierender CCDs aus GaAs, die im nächsten Abschnitt diskutiert werden.

2.5.3.5 CMOS Sensoren

CMOS⁸ Sensoren sind wie die CCDs Sensoren für die optische Bildgebung entwickelt worden. Im Unterschied zu letzteren kommen hier aktive Pixel-Sensoren zum Einsatz, d.h. in jedem Pixel liegt nicht nur der Sensor, sondern auch ein Verstärker. Im Falle der CMOS Kameras gibt es zusätzlich noch Schalter (Transistoren), um einzelne Pixel oder ganze Zeilen

⁸ CMOS = Complementary MOS

zur Auslese auszuwählen (Abbildung 2-29). Die Integration der Ladung findet auf einem Kondensator statt, von dessen Kapazität der maximal erreichbare dynamische Bereich abhängt.

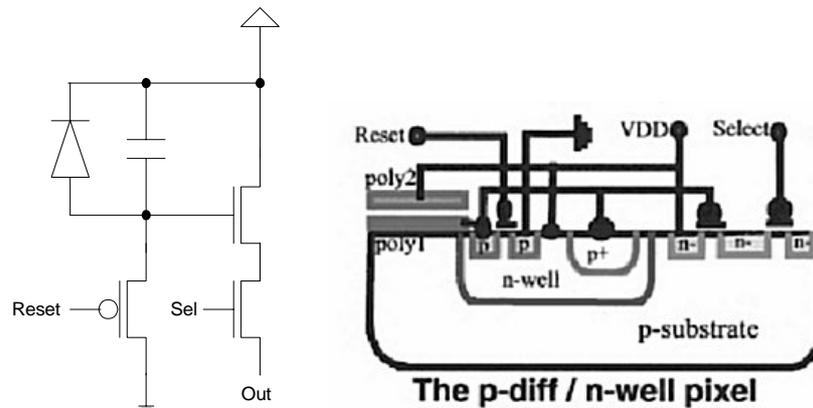


Abbildung 2-29: CMOS-Pixel-Schaltplan (links) und Layout (rechts, [Abd2000]). Der hier gezeigte Pixel hat eine p-Diffusion/n-Wannen Photodiode.

Der eigentliche Sensor besteht aus einer Photodiode oder einem Phototransistor im Pixel. In einem Standard CMOS-Prozeß gibt es dabei mehrere Möglichkeiten, eine solche Diode zu realisieren. Dies wird hier am Beispiel eines p-Substrat CMOS-Prozesses gezeigt [Abd2000]:

- p-Diffusion-n-Wanne-Diode (Abbildung 2-29)
Die aktive Schicht dieser Diode ist zwar nur sehr dünn, aber die einzelnen Dioden sind sehr gut voneinander isoliert und wenig anfällig gegen Pick-up-Rauschen aus dem Substrat.
- n-Wanne-p-Substrat-Diode
Diese Realisierung ergibt eine sehr große Photodiode, d.h. man hat eine dicke aktive Schicht. Der Nachteil liegt darin, daß alle Dioden über das Substrat verbunden sind, diese Konfiguration ist also sehr anfällig für Übersprechen zwischen den Kanälen und Pick-up Rauschen.
- PNP-Phototransistor
Dieser Transistor besteht aus einer p-Diffusion, n-Wanne und dem p-Substrat. Vor- und Nachteile entsprechen der n-Wanne-p-Substrat-Diode, zusätzlich wurde bei dieser Realisierung ein erhöhter Dunkelstrom beobachtet [Abd2001].
- n-Diffusion-p-Substrat-Diode
Diese Konfiguration macht keinen Sinn, da sie die Nachteile der beiden anderen Dioden vereinigt.

Allen diesen CMOS Sensoren ist gemeinsam, daß ihre Nachweiseffizienz zum direkten Röntgennachweis zu gering ist, so daß sie mit einem Szintillator kombiniert werden. In diesem Falle ist die direkte Konversion sogar nicht erwünscht, da sie das SNR verschlechtert, weshalb die in Abbildung 2-29 gezeigte Konfiguration besonders interessant ist. Ihre einfache Pixelelektronik erlaubt sehr kleine Pixelgrößen von $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ [Abd2001]. Ein weiteres Problem ist der Füllfaktor, der durch die Größe der Integrationskapazität limitiert wird.

2.5.3.6 Flat-Panel-Imager

Flat-Panel-Imager sind in ihrer Technik den CMOS-Sensoren sehr ähnlich. Auch sie haben eine aktive Matrix mit einer Photodiode, um das Licht von einem Szintillator zu sammeln, der den eigentlichen Röntgennachweis vornimmt. Der Unterschied liegt in der verwendeten Technologie: bei den Flat-Panel-Imagern verwendet man amorphes Silizium mit Dünnschichttransistoren (TFT, engl.: *Thin Film Transistor*), um einen großflächigen Sensor zu realisieren, Flächen von $43 \text{ cm} \times 43 \text{ cm}$ sind möglich [Hoh2000]. Zur Auslese wird Zeile für Zeile über

Schalter (TFTs) auf die Ausleseleitungen geschaltet und die Signale werden am Ende einer Spalte verstärkt und digitalisiert. Die Datennahme in den übrigen Zeilen wird dabei nicht gestört. Abbildung 2-30 zeigt einen Flat-Panel-Imager mit CsI-Szintillator.

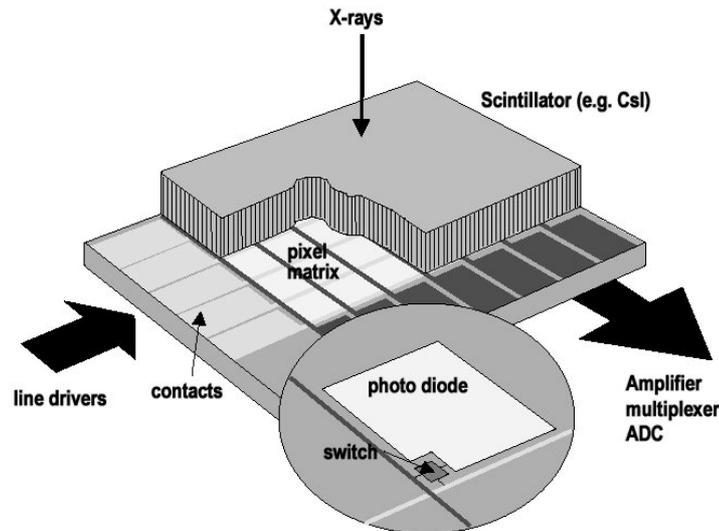


Abbildung 2-30: Aufbau eines Flat-Panel-Imagers [Mer2000]

Problematisch ist der Füllfaktor, das Verhältnis von aktiver Sensorfläche zu der gesamten Pixelgröße, der wegen der nötigen Schalter und Signalleitungen nur ca. 70 % beträgt [Hoh97]. Auch die Homogenität der Matrix ist kritisch.

Flat-Panels sind mit Pixelgrößen zwischen 100 μm und 200 μm verfügbar und werden heute sowohl bei statischer als auch dynamischer Röntgenbildgebung favorisiert [Ove2000].

2.5.4 Direkte Digitale Systeme

Unter direkten digitalen Systemen versteht man solche, bei denen die Röntgenstrahlung direkt in ein elektrisches Signal (Ladungssignal) umgewandelt wird. Von diesen Systemen erwartet man prinzipiell eine bessere Performance als von den indirekten, da bei jedem Umwandlungsprozeß die Abbildungsqualität reduziert wird, wie in Kapitel 2.4.5.3 an der Multiplikativität der MTF gezeigt wurde. Ein weiterer Vorteil ist das im Vergleich zu indirekten Systemen bessere Signal-zu-Rausch-Verhältnis, da die Anzahl der von einem Szintillator erzeugten Lichtquanten in etwa eine Größenordnung geringer ist als die Anzahl der in einem Halbleiter erzeugten Ladungsträger. Hinzu kommt in den indirekten Systemen auch noch der Anteil von nicht nachgewiesenen Lichtquanten. Da sich die DQE-Werte der einzelnen Komponenten multiplizieren, profitiert ein direkt konvertierendes System von dem geringeren Quantenrauschen.

Die direkten digitalen Systeme lassen sich nochmals untergliedern in diejenigen, welche die von der Röntgenstrahlung erzeugte Ladung über einen gewissen Zeitraum **integrieren** und in jene, welche die Anzahl der in einem Bildelement nachgewiesenen Röntgenquanten **zählen**.

2.5.4.1 Gasdetektoren

Gasdetektoren benutzen die ionisierende Wirkung der Röntgenstrahlung. Nach der Ionisation werden die freigesetzten Elektronen und die positiv geladenen Gasionen in einem elektrischen Feld getrennt und die Ströme auf Anode oder Kathode aufintegriert (Abbildung 2-31). Um eine hohe Nachweiseffizienz zu erzielen, verwendet man Gase mit hohem Z , typischerweise Xenon, unter hohen Drücken.

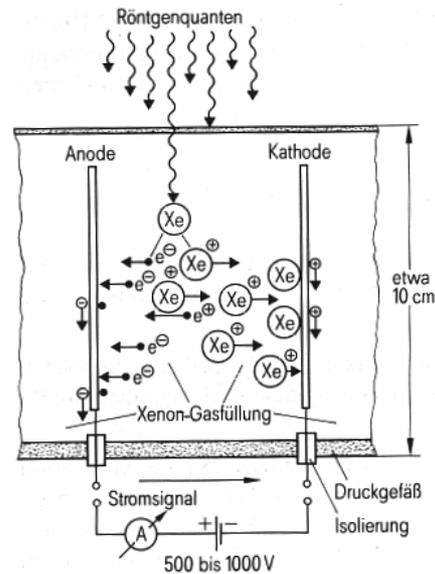


Abbildung 2-31: Edelgas-Ionisationskammer [Mor95]

Gasdetektoren eignen sich wegen ihres schnellen Abklingverhaltens gut für kurze Aufnahmezeiten, wie sie in CT-Anwendungen benötigt werden. Man erreicht mit ihnen einen Dynamikbereich von 1:400000 [Mor95]. Da Gasdetektoren jedoch wegen des benötigten Druckgefäßes wenig kompakt sind, werden sie auch in der CT durch Kombinationen aus Szintillator und Photodioden ersetzt [Ove2000].

2.5.4.2 Direkt konvertierende CCD

Möchte man die Röntgenstrahlung ohne vorherige Konvertierung in einem Szintillator direkt in der CCD nachweisen, muß man die aktive Schicht vergrößern, die normalerweise nur einige μm an der Oberfläche beträgt. Eine Möglichkeit besteht darin, so genannte **pn-CCDs** zu verwenden, bei denen das Substrat vollständig depletiert wird. Die Ladungsträger werden dabei in einem Potentialminimum direkt unter den Elektroden der CCD gesammelt (Abbildung 2-32) und zum Auslesen wie bei einer „normalen“ CCD verschoben.

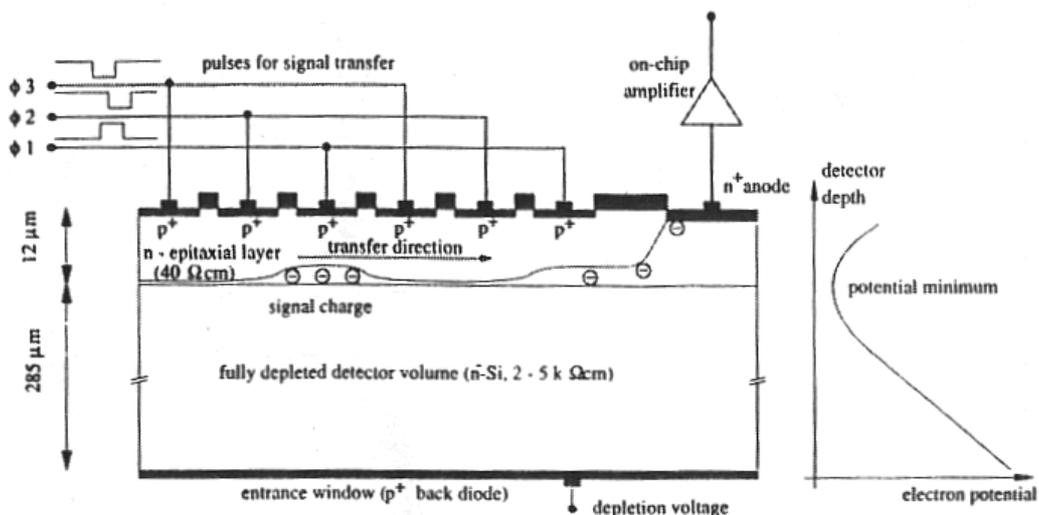


Abbildung 2-32: Aufbau und Funktion einer pn-CCD [Str2000]

Neben der bei CCDs aufgrund der geringen Pixelgröße prinzipiell sehr guten Ortsauflösung (siehe Kapitel 2.5.3.4) erzielen direkt konvertierende CCDs auch eine exzellente Energieauflösung, die bereits in der Größenordnung des Fano-Rauschen liegt [Str2000].

Aufgrund der schlechten Röntgenabsorption von Silizium ist diese Technik allerdings nur für niedrige Röntgenenergien geeignet.

Auch für höhere Energien geeignet sind **GaAs-CCDs**, deren Funktionsprinzip dem der Silizium-CCDs entspricht. Da man aber noch nicht auf Standardtechniken zurückgreifen kann, um Steuerelektronik und Verstärker direkt auf der CCD unterzubringen, befindet sich diese Technik noch in der Entwicklung. Vielversprechend ist hier die Verwendung von Resistive Gate CCDs (RGCCD), die mittels einer CERMET Lage zwischen Sensor und Elektrode realisiert werden [Lud2001]. Zur Signalverstärkung ist ein MESFETS am Ende jeder Auslesespalte auf die CCD integriert.

2.5.4.3 Direkt konvertierende Flat-Panel-Imager

Flat-Panel-Imager gibt es auch als direkt konvertierende Detektoren. Als Röntgensensor dient hier derzeit eine Schicht amorphen Selen ($a\text{-Se}$), die auf die Pixel-Matrix aufgedampft und mit einer Rückseitelektrode versehen wird. Die von der Strahlung erzeugten Elektron-Loch-Paare werden im elektrischen Feld getrennt und entladen in den Pixeln einen Kondensator. Das Ausleseprinzip ist dabei identisch mit dem des oben beschriebenen bei Flat-Panel/Szintillator-Kombinationen.

Die $a\text{-Se}$ -Detektoren bieten die Vorteile der indirekt konvertierenden Flat-Panels wie großflächige Herstellbarkeit und den hohen dynamischen Bereich, haben aber keine Probleme mehr mit dem Füllfaktor und lateraler Lichtdiffusion im Szintillator. Kritische Größen sind hier die Homogenität der Matrix und eventuelles Nachleuchten des Konversionsmaterials. Es ist daher absehbar, daß sie sich gegenüber den indirekten Flat-Panel-Imagern am Markt durchsetzen werden.

2.5.4.4 Integrierende Pixeldetektoren

Mit Pixeldetektoren werden im folgenden hybride Pixeldetektoren bezeichnet, d.h. ein pixellierter Sensor ist auf einen ebenso strukturierten Auslesechip durch eine Bump-Bond-Technik verbunden (Abbildung 2-33). Im Unterschied zu den oben beschriebenen Flat-Panel-Imagern findet jedoch kristallines Silizium Verwendung, so daß bei der Herstellung auf Standardprozesse zurückgegriffen werden kann, die eine hohe Elektronikintegration erlauben. Eine Beschreibung der Chip-Sensor-Verbindungstechnik erfolgt im Anhang.

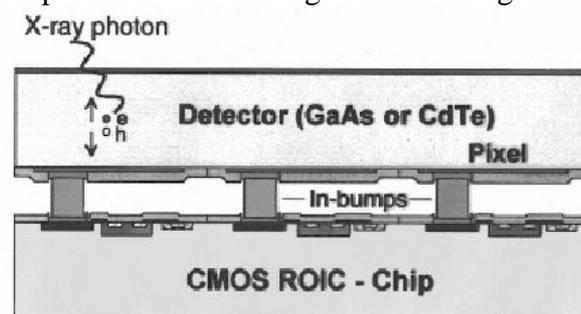


Abbildung 2-33: Aufbau eines hybriden Pixeldetektors [Fro2000]

Der Hauptvorteil gegenüber den CMOS/Szintillator-Kombinationen ist die Verwendung eines direkt konvertierenden Halbleiters. Durch die hybride Technik ist man nicht mehr auf Materialien beschränkt, mit denen sich aktive Elemente (Schalter und Verstärker) im Sensor realisieren lassen. Die eigentliche Pixel-Elektronik ähnelt denen der übrigen integrierenden Systeme und besteht im wesentlichen aus einem integrierenden Verstärker und Schaltern zur Pixel-Selektion [Fro2000].

Momentan wird an verschiedenen integrierenden Detektoren geforscht. So gibt es Systeme, die eine sehr gute Ortsauflösung erzielen indem sie mit extrem kleinen Pixeln arbeiten

[Fro2000] [Irs99]. Die reduzierte Pixelgröße führt jedoch zu einer sehr kleinen Integrationskapazität und damit zu einem kleinen dynamischen Bereich. Der ARGUS Chip [Fro2000] beispielsweise erreicht mit $25\ \mu\text{m} \times 25\ \mu\text{m}$ kleinen Pixeln zwar eine Nyquist-Frequenz von 20 lp/mm, aber nur noch einen Ladungsbereich von $5 \cdot 10^6\ e$, was in etwa 670 Röntgenquanten einer mittleren Energie von 35 keV in einem CdTe Detektor entspricht.

Andere Gruppen arbeiten mit größeren Pixeln, und integrieren mehr Funktionalität. Hier ist als Beispiel der an der Universität Cornell entwickelte Chip zu nennen, der durch die Integration von acht Kondensatoren in einen $150\ \mu\text{m} \times 150\ \mu\text{m}$ großen Pixel Hochgeschwindigkeitsaufnahmen mit einer Bildrate größer als 100 kHz erreicht [Tat2000].

2.5.4.5 Zählende Pixel-Detektoren

Eine Sonderstellung unter allen hier vorgestellten Systemen nehmen die zählenden Pixeldetektoren ein. Sie sind auch der neueste Detektor-Typ für die Röntgenbildgebung und wurden erstmals 1997 vorgestellt [Fisch98]. Es handelt sich dabei um zweidimensionale Detektoren, die aus einem in Bildelemente (Pixel) segmentierten Halbleitersensor und einem ebenso strukturierten Elektronikchip zur Signalverarbeitung zusammengesetzt sind. In jedem Bildelement wird die Anzahl der konvertierten Röntgenquanten gezählt, sofern die Energie über einer einstellbaren Schwelle liegt. Da die Entwicklung dieser Detektoren Hauptbestandteil dieser Dissertation ist, sei für technische Details zu Halbleitersensoren, signalverarbeitender Elektronik und deren Verbindung auf die folgenden Kapitel verwiesen. Hier sollen nur die Vorteile des zählenden Röntgennachweises aufgelistet werden:

- **Energieschwelle**
Durch das Setzen einer Schwelle, ab der Signale als solche gewertet werden, gibt es keine Probleme mehr mit Dunkelstrom oder Rauschtreffern, somit sind lange Meßzeiten und hohe SNR-Werte möglich.
- **Linearität und dynamischer Bereich**
Zählende Pixeldetektoren zeichnen sich durch einen großen dynamische Bereich von typischerweise 15 bis 18 Bit aus und haben ein über den gesamten Dynamikbereich lineares Antwortverhalten. Durch mehrfache Auslese des Detektors während der Belichtung kann der dynamische Bereich theoretisch unendlich vergrößert werden ohne die Linearität zu beeinträchtigen; die dadurch verursachte Totzeit liegt deutlich unter 1 % (siehe Kapitel 3).
- **Signal-Rausch-Abstand**
Zählende Detektoren haben prinzipiell ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis als integrierende Detektoren (siehe Kapitel 2.4.2)
- **Energiefensterung**
Durch Verwendung einer zweiten Schwelle ist eine Energiefensterung und damit eine Kontrasterhöhung möglich [Fisch2000].
- **Streustrahlungsunterdrückung**
In Verbindung mit einer monochromatischen Röntgenröhre kann ein (zählendes) System mit einer Energieschwelle zu einer Unterdrückung der Streustrahlung genutzt werden, da die Röntgenquanten bei der Compton-Streuung Energie verlieren [Ped97].

2.5.5 Vergleich der Systeme

Die wichtigsten Eigenschaften der oben beschriebenen bildgebenden Systeme sollen hier noch einmal zusammengefaßt und gegenübergestellt werden. Die Variation der angegebenen Eigenschaften entspricht dabei den Schwankungen der unterschiedlichen Vertreter der einzelnen Systeme. Die Daten stammen aus [Mor95] [Web2000] [Mar2000] [Irs99] und [Abd2001].

Tabelle 7: Vergleich der verschiedenen bildgebenden Systeme in der Radiologie

Detektor	Film	Xero- radiographie	Film-Folien System	Speicherfolie
Typ	analog	analog	analog	semi-digital
Betriebsmodus	integrierend	integrierend	integrierend	integrierend
Effizienz	1 %	ca. 15 %	20-60 %	20-60 %
Ortsauflösung	> 20 lp/mm	> 5 lp/mm	2-5 lp/mm	5 lp/mm
Dynamischer Bereich	ca. 6 Bit ⁹	ca. 6 Bit ¹	ca. 6 Bit ¹	14 Bit
Max. Dosisrate	unbegrenzt	unbegrenzt	unbegrenzt	unbegrenzt
Energie- information	nein	nein	nein	nein
Echtzeitfähig	nein	nein	nein	nein
Anwendungen	Radiographie	Radiographie	Radiographie	Radiographie
Fläche	beliebig	beliebig	beliebig	beliebig
Verfügbarkeit	etabliert	etabliert	etabliert	etabliert

Fortsetzung Tabelle 7

Detektor	Röntgenbildver- stärker + CCD	Szintillator + CCD	Szintillator + CMOS	Szintillator + Flat-Panel
Typ	digital, indirekt	digital, indirekt	digital, indirekt	digital, indirekt
Betriebsmodus	integrierend	integrierend	integrierend	integrierend
Effizienz	60-70 %	> 70 %	> 70 %	> 70 %
Ortsauflösung	1-2 lp/mm	5-10 lp/mm	< 10 lp/mm ¹⁰	ca. 2,5 lp/mm
Dynamischer Bereich	ca. 8 Bit	16 Bit	- ¹¹	14 Bit
Max. Dosisrate	unbegrenzt	unbegrenzt	unbegrenzt	unbegrenzt
Energie- information	nein	nein	nein	nein
Echtzeitfähig	ja (\approx 1 Hz)	ja (\approx 1 Hz)	ja ¹¹	ja (\approx 1 Hz)
Anwendungen	Fluoroskopie	Radiographie	CT (Radiographie)	Radiographie (Fluoroskopie)
Fläche	bis 57 cm \varnothing	2 cm x 3 cm ¹² 20 cm x 20 cm ¹³	< 4 cm x 4 cm ¹⁴	40 cm x 40 cm
Verfügbarkeit	etabliert	verfügbar	Entwicklung	verfügbar

⁹ Bei direkter Betrachtung des Films mit dem Auge, wie es heutzutage üblich ist.

¹⁰ Abschätzung aufgrund der Pixelgröße

¹¹ Kein Meßwert verfügbar

¹² Dental-Röntgen

¹³ Modul aus 2x2 CCDs

¹⁴ Größere Flächen durch Module möglich

Fortsetzung Tabelle 7

Detektor	Integrierende Pixeldetektoren	Zählende Pixeldetektoren
Typ	digital, direktkonvertierend	digital, direktkonvertierend
Betriebsmodus	integrierend	zählend
Effizienz	> 60 %	> 60 %
Ortsauflösung	bis 12,5 lp/mm	2,5 lp/mm ¹⁵
Dynamischer Bereich	ca. 8 Bit	14-18 Bit ∞ ¹⁶
Max. Dosisrate	unbegrenzt	1 MHz / Pixel
Energie-information	nein	Energiefenster
Echtzeitfähig	ja (< 100 Hz)	ja (> 5 kHz)
Anwendungen	Radiographie	Radiographie Fluoroskopie (CT)
Fläche	< 2 cm x 2 cm ¹⁴	< 2 cm x 2 cm ¹⁴
Verfügbarkeit	Entwicklung	Entwicklung

Anhand von Tabelle 7 sieht man, daß digitale bildgebende Systeme den analogen durch ihren großen dynamischen Bereich überlegen sind. Speicherfolien und Röntgenbildverstärker sind aufgrund ihrer umständlichen Handhabung wenig zukunftsweisend und werden in absehbarer Zeit durch Flat-Panels ersetzt werden.

Unter den digitalen Systemen heben sich die zählenden Pixeldetektoren besonders hervor. Diese Technik bietet als einzige die Möglichkeit der Energiefensterung, den größten dynamischen Bereich und die höchsten Bildraten. Eine Einschränkung gegenüber den integrierenden Systemen stellt die begrenzte Zählrate dar, der Einsatz von zählenden Pixeldetektoren in CT Anwendungen ist daher fraglich. Die geringe Fläche der Pixeldetektoren läßt sich durch den Aufbau von Modulen kompensieren und stellt daher weniger einen prinzipiellen als einen finanziellen Nachteil dar.

Die sehr gute Ortsauflösung des Röntgenfilms ist i. a. nicht erforderlich. Für zählende Pixeldetektoren kann man sie anhand der Nyquist-Bedingung auf 2,5 lp/mm abschätzen (für 200 µm große Pixel), dies ist für normale radiographische Anwendungen ausreichend. Bei sehr hohen Anforderungen an die Ortsauflösung, wie z. B. beim Zahnrontgen, sind in diesem Punkt integrierende Pixeldetektoren und Kombinationen aus Szintillator und CCD- bzw. CMOS-Sensoren im Vorteil.

¹⁵ Nyquist-Frequenz für 200 µm große Pixel

¹⁶ Bei Mehrfachauslese während der Aufnahme

3 PIXEL-AUSLESE-CHIPS

Ebenso wie früher die Silizium-Streifendetektoren sind auch die hybriden Pixeldetektoren ursprünglich als Vertexdetektoren für die Elementarteilchenphysik entwickelt worden. Dort sind heute die Anforderungen an die Detektoren in Bezug auf Datenrate, Strahlenbelastung und Geschwindigkeit so hoch, daß nur die Integration der kompletten Signalverarbeitung in den Pixel erfolversprechend ist.

Hier soll zunächst der Weg von den Pixelchips für die Hochenergiephysik zu den Auslesechips für Röntgensensoren aufgezeigt werden. Dabei wird deutlich, wie gering ursprünglich die Unterschiede zwischen beiden Ansätzen waren. Anschließend wird der weitere Weg in der Entwicklung der Auslesechips für die Röntgenbildgebung beschrieben und es werden anhand von Messungen die Eigenschaften der Elektronik diskutiert.

3.1 Historie

Der MPEC (engl.: *Multi Picture Element Counters*) basiert auf dem Bier&Pastis-Chip [Berg2000], der einer der ersten Prototypen des *Front-End-Chips* für das ATLAS Experiment ist. Die Idee war, anstelle der sofortigen Verarbeitung der einzelnen Signale bei dem ATLAS-Chip die Anzahl der Röntgenquanten in jedem Bildelement zu zählen. Nach der Aufnahme eines kompletten Röntgenbildes werden dann die Zähler ausgelesen.

Durch Verwendung eines platzsparenden Zählers, der nur die Größe der (damaligen) ATLAS-Ausseelektronik hat, war es möglich, die Pixelgeometrie unverändert zu lassen, um bereits vorhandene Siliziumsensoren zu nutzen. Die Gesamtgröße des Chips wurde daher auch unverändert gelassen. Sowohl der MPEC als auch der Bier&Pastis-Chip bestehen aus 12 Spalten und 63 Zeilen, also insgesamt 756 Bildelementen von $433,4 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ Größe (Abbildung 3-1). Dies entspricht einer Fläche von $5,2 \text{ mm} \times 3,15 \text{ mm}$. Für den ersten Prototypen wurde also die rechteckige Geometrie beibehalten um Entwicklungskosten und -zeit zu sparen, auch wenn sie für die Bildgebung nicht optimal ist.

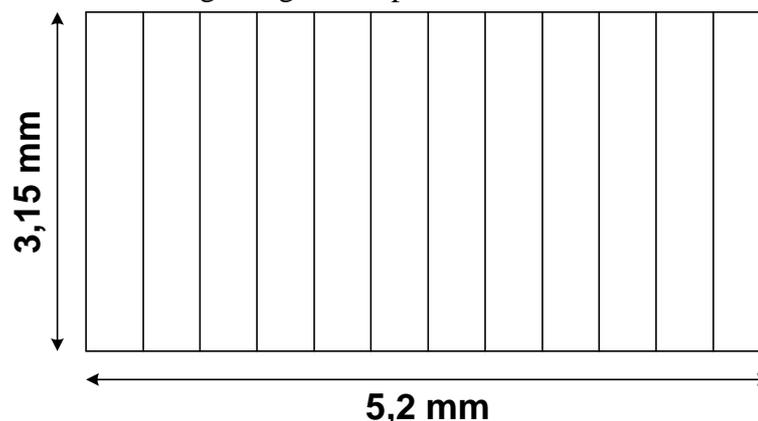


Abbildung 3-1: Architektur des Bier&Pastis/MPEC 1

Die enge Verwandtschaft von beiden Chips erkennt man sehr gut im direkten Vergleich der Blockschaltbilder der Pixel (Abbildung 3-2). Beide besitzen denselben Analogteil (Verstärker, Diskriminator, Bump-Bond Kontaktfläche (Bump-Bond Pad) und analoge Testmöglichkeit) und auch der Kontrollteil des Chips blieb unverändert. Der einzige Unterschied besteht darin, daß im Bier&Pastis-Chip bei einem Treffer die Adresse des Pixels („ID“) in ein

Schieberegister geschrieben und sofort nach außen getaktet wird, während der MPEC Chip den Treffer zählt und die Ausgabe der Daten erst später erfolgt.

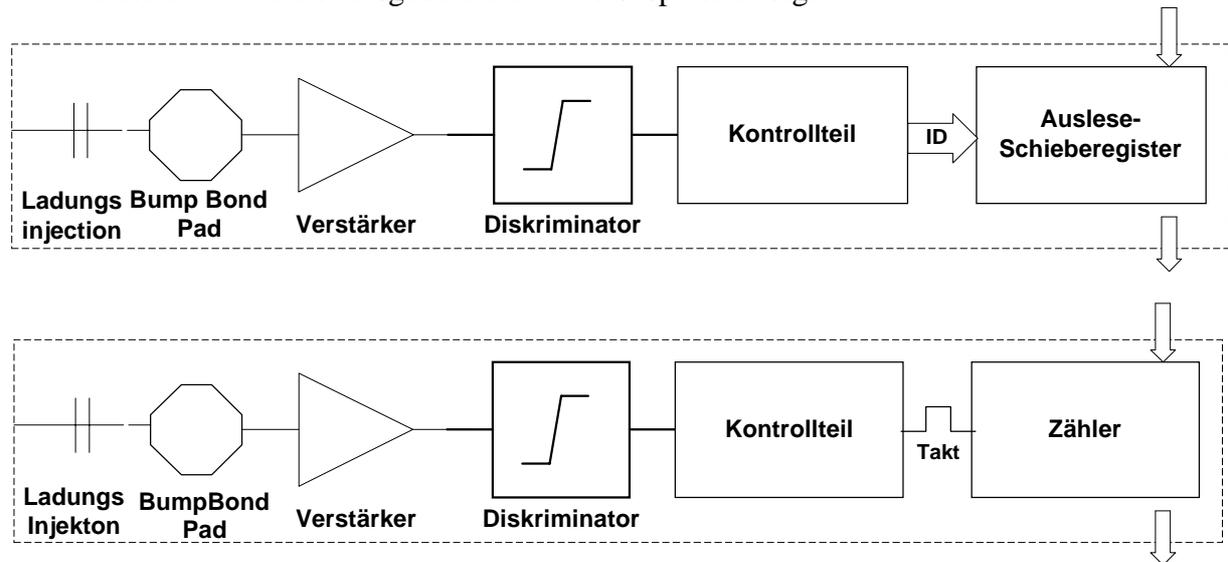


Abbildung 3-2: Blockschaltbild eines Pixels des Bier&Pastis-Chips (oben) und des MPEC 1-Chips (unten)

Betrachtet man das Layout der beiden Pixel (Abbildung 3-3), erkennt man neben der großen Ähnlichkeit beider Chips, daß in der Mitte des Pixels noch Platz ist. Dies kommt daher, daß die Pixelgröße des Bier&Pastis an bereits vorhandene Sensoren angepaßt wurde, während die Elektronikgröße durch die endgültige ATLAS-Geometrie vorgegeben war.



Abbildung 3-3: Layout eines Pixels des Bier&Pastis Chips (oben) und des MPEC 1 Chips (unten)

Ein kaum sichtbarer Unterschied der beiden Layouts besteht in der verwendeten Technologie. Der Bier&Pastis-Chip wurde in der AMS 0.8 μ BICMOS-Technologie entworfen, der MPEC jedoch in der entsprechenden reinen CMOS-Technik AMS 0.8 μ .

3.2 Übersicht über die MPEC Chip-Familie

Nachdem eben die Entwicklung von den Detektoren für die Hochenergiephysik hin zu den Röntgendetektoren dargelegt wurde, soll nun eine Übersicht über die in dieser Arbeit untersuchten und entwickelten Chips gegeben werden, bevor sie einzelnen im Detail besprochen werden.

Abbildung 3-4 zeigt alle Chips der MPEC Familie zum heutigen Stand. Sie lassen sich in folgende drei Kategorien einteilen:

- Chips mit ATLAS Pixel-Geometrie von 433,4 μ m x 50 μ m (MPEC 1.x)
- Chips mit quadratischen, 200 μ m x 200 μ m großen Pixeln (MPEC 2.x)
- Chips mit Doppelschwelle/Energiefensterung (MPEC 1.D, 2.1 und 2.2/2.3)

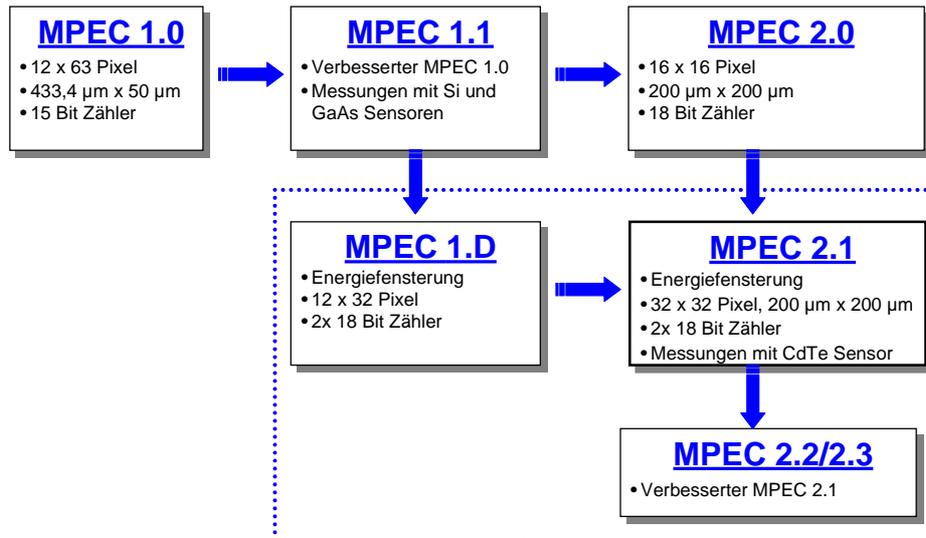


Abbildung 3-4: Übersicht über die MPEC Chip-Familie. Die Versionen 1.x haben rechteckige Pixel, die Versionen 2.x quadratische der Größe 200 µm x 200 µm. Die eingetragenen Chips besitzen zwei Diskriminatoren und Zähler pro Pixel zur Energiefensterung.

Dabei wurden nur der MPEC 1.1 und der MPEC 2.1 (und natürlich auch der MPEC 2.2./2.3) als „große“ Chips mit einer für die Bildgebung ausreichenden Pixelzahl realisiert und mit Sensoren getestet. Der MPEC 1.D diente als Testchip für die Einführung der Doppelschwelle, der MPEC 2.0¹⁷ war ein Testchip für das quadratische Design und diente der Studie von verschiedenen Zählerarchitekturen [Oel99].

3.3 MPEC 1.1 und die elementaren Baugruppen

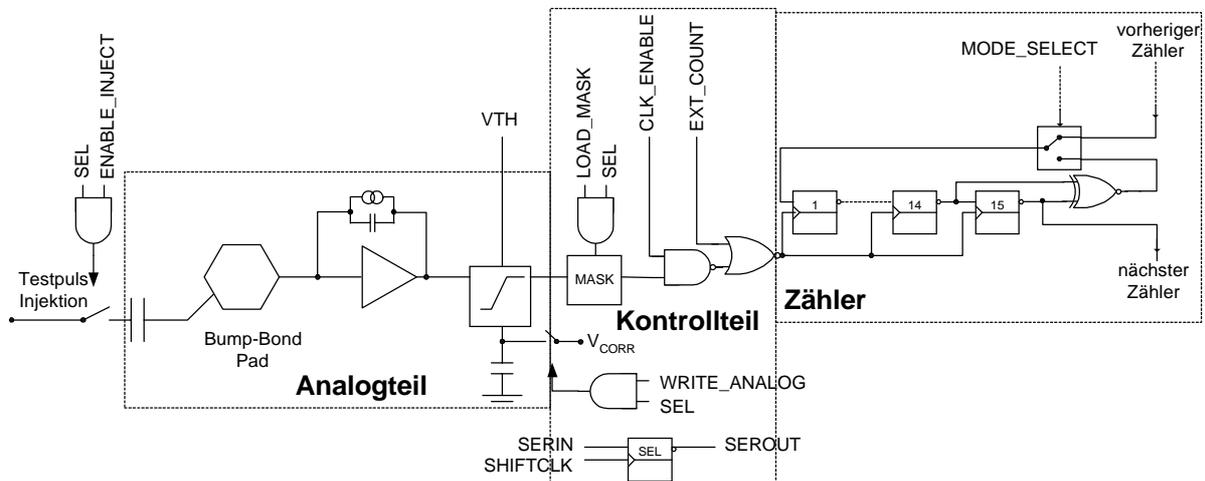


Abbildung 3-5: Pixel-Schaltplan MPEC 1.1. Der Taktgenerator für den Zähler und der HITBUS sind zur besseren Übersichtlichkeit weggelassen

Nach dem kurzen Abriss der Entwicklung von dem ATLAS *Front-End* zu dem MPEC-Röntgenchip soll nun etwas näher auf den MPEC 1 eingegangen und dabei die elementaren Baugruppen der MPEC-Familie beschrieben werden, die im Laufe der Generationen nur wenig modifiziert wurden. Eine Übersicht über die Pixelelektronik sei hier vorweggenommen: Abbildung 3-5 zeigt die wichtigsten Kontrollsignale im Zusammenspiel von Verstärker, Diskriminator und Zähler. Die einzelnen Komponenten sollen nun im Detail vorgestellt werden.

¹⁷ Der MPEC 2.0 wurde in Kollaboration mit dem Fachbereich Physik der Universität GH Wuppertal entwickelt.

3.3.1 Verstärker

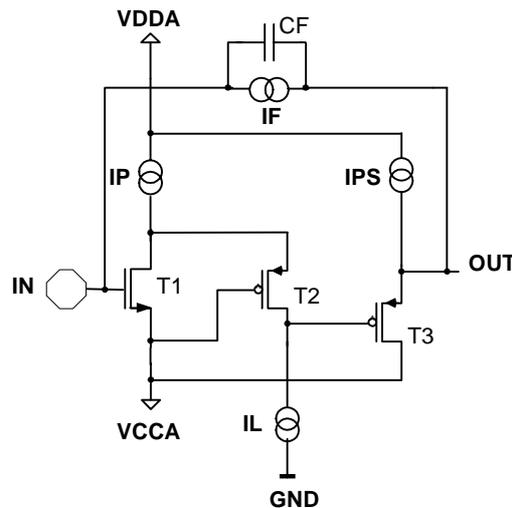


Abbildung 3-6: Verstärker des MPEC 1.

Der Schaltplan des ladungsempfindlichen Verstärkers ist in Abbildung 3-6 gezeigt. Er besteht aus einer gefalteten Kaskode (Kaskodentransistor T2) und einem Sourcefolger (T3). Der Eingangstransistor ist ein n-Kanal MOSFET (T1). Die Stromquellen für die Kaskode (I_P), den Sourcefolger (I_{PS}) und die aktive Last (I_L) sind als Stromspiegel realisiert. Die Kaskodenspannung V_{CCA} wird gleichzeitig als Source-Spannung für den Eingangstransistor und als Versorgungsspannung für den Sourcefolger verwendet. Dies reduziert den Spannungsabfall über diesen Transistoren und damit die Leistungsaufnahme der Schaltung.

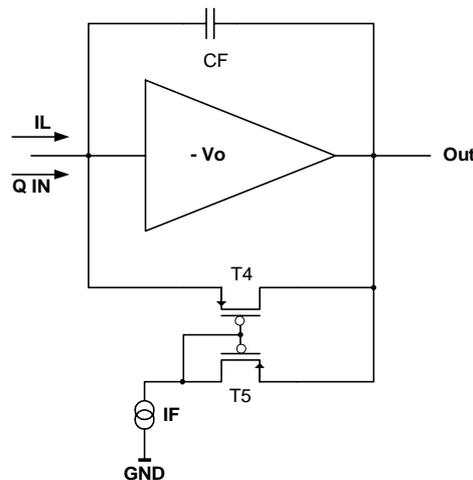


Abbildung 3-7: Rückkopplungskreis des Verstärkers

Die Besonderheit des Verstärkers ist der Rückkopplungskreis (Abbildung 3-7) aus einem Kondensator, dem eine Stromquelle parallelgeschaltet ist; dies wurde erstmals von L. Blaquart vorgestellt [Bla97]. Die Rückkoppelkapazität bestimmt dabei den Verstärkungsfaktor, es gilt

$$U_{out} = -\frac{1}{C_F} Q_{in}. \quad (3-76)$$

Bei der hier verwendeten extrem kleinen Kapazität $C_F = 1,7 \text{ fF}$ wird eine sehr hohe Verstärkung erreicht. Der Integrationskondensator wird durch eine Stromquelle im Rückkopplungskreis entladen. Dies soll nun näher erläutert werden.

Bei der Beschreibung der Rückkopplung muß man zwei Fälle differenzieren, zum einen den Fall ohne Signal, wo nur der Leckstrom des Sensors kompensiert werden muß, zum

anderen der Fall des Teilchennachweises, wo die Kapazität C_F entladen werden muß. Die Gatespannung von Transistor T4 ist dabei immer durch den Stromspiegel T5 festgelegt.

Ohne Signal- und Leckstrom ist $U_{out} = U_{in}$ und der Transistor T4 befindet sich wegen

$$|U_{out} - U_{in}| < |U_{DS,sat}| = |U_{GS} - U_T| \quad (3-77)$$

im linearen Bereich, so daß für den Strom

$$I_{DS} = K \frac{W}{L} \left(U_{GS} - U_T - \frac{1}{2} U_{DS} \right) U_{DS} \quad (3-78)$$

gilt [Lak94]. Hier bezeichnet W die Breite und L die Länge des Transistors, U_{GS} die Gate-Source-Spannung, U_T die Schwellenspannung und U_{DS} die Drain-Source-Spannung. K ist das Produkt aus Beweglichkeit μ der Ladungsträger im Kanal und der (flächenbezogenen) Kapazität des Gates C_{ox} :

$$K = \mu \cdot C_{ox} \quad (3-79)$$

Im linearen Bereich kann der Transistor als ein kleiner Widerstand aufgefaßt werden und bewirkt eine Stabilisierung der Schaltung.

Mit einem Signal sinkt die Ausgangsspannung deutlich ab und Transistor T4 geht in Sättigung. Die Sättigung wird dabei wegen des niedrigen Stroms im Transistor schon bei einer sehr kleinen Spannungen U_{DS} erreicht. In diesem Fall fließt in dem Transistor der Strom

$$I_{DS} = \frac{1}{2} K \frac{W}{L} (U_{GS} - U_T)^2 \quad (3-80)$$

[Lak94], und der Transistor arbeitet als Konstantstromquelle mit einem sehr hohen Ausgangswiderstand, der durch den Early-Effekt bestimmt wird. Dies führt zur Entladung des Rückkopplungskondensators C_F mit einem konstanten Strom I_F , d. h. das Ausgangssignal fällt linear ab.

Nun soll die Kompensation des Leckstroms besprochen werden. Dieser fließt über den Transistor T4 in den Sourcefolger des Verstärkers. Da dort der Querstrom (typischerweise $2,5 \mu\text{A}$) deutlich höher ist als der Leckstrom pro Pixel (ca. 20 pA bei Silizium und CdTe und ca. 5 nA bei GaAs) wird der Sourcefolger davon nicht beeinflusst. Dies gilt ebenso für den Rückkopplungsstrom I_F , der immer durch den Stromspiegel T5 fließt und ebenso von dem Sourcefolger geliefert werden muß.

Entscheidend ist hierbei, daß der Transistor T4 durch den Leckstrom ohne Signal nicht aus dem linearen Bereich kommen darf. Dazu soll die Drain-Source Spannung $U_{GS,T4}$ von T4 entsprechend [Rai97] berechnet werden. Anwenden der Maschenregel an T4 liefert

$$U_{GS,T4} = U_{GD,T4} + U_{DS,T4} = U_{GS,T5} + U_{DS,T4}, \quad (3-81)$$

und den Strom durch T4 erhält man nun zusammen mit (3-78) als

$$I_L = K \frac{W}{L} \left(U_{GS,T5} + U_{DS,T4} - U_T - \frac{1}{2} U_{DS,T4} \right) U_{DS,T4}, \quad (3-82)$$

was zu einer quadratischen Gleichung für $U_{DS,T4}$ führt,

$$U_{DS,T4}^2 + 2(U_{GS,T5} - U_T)U_{DS,T4} - 2\frac{L}{W}\frac{1}{K}I_L = 0 \quad (3-83)$$

so daß man

$$U_{DS,T4} = -(U_{GS,T5} - U_T) - \sqrt{(U_{GS,T5} - U_T)^2 + 2\frac{L}{W}\frac{1}{K}I_L} \quad (3-84)$$

erhält, wobei die positive Wurzel aufgrund der physikalischen Randbedingung

$$I_L = 0 \Leftrightarrow U_{DS,T4} = 0 \quad (3-85)$$

wegfällt unter Berücksichtigung der Vorzeichen der Spannungen am p-Kanal Transistor (U_{GS} , U_{DS} und U_T sind negativ!). Damit T4 im linearen Bereich bleibt, muß

$$U_{DS,T4} > U_{DS,sat} = U_{GS,T4} - U_T \approx U_{GS,T5} - U_T \quad (3-86)$$

gelten. Die Näherung ist wegen der im Vergleich zu der Gate-Source Spannung geringen Drain-Source Spannung gerechtfertigt und kann zu einer Abschätzung des zulässigen Leckstroms verwendet werden:

$$\begin{aligned} -(U_{GS,T5} - U_T) - \sqrt{(U_{GS,T5} - U_T)^2 + 2 \frac{L}{W} \frac{1}{K} I_L} > U_{GS,T5} - U_T \\ \Leftrightarrow I_L < \frac{3}{2} K \frac{W}{L} (U_{GS,T5} - U_T)^2 \end{aligned} \quad (3-87)$$

Berücksichtigt man noch, daß T5 in Sättigung ist und dort genau I_F fließt, erhält man

$$I_L < 3I_F, \quad (3-88)$$

was i. a. gewährleistet ist (siehe oben). Durch obige Näherung ist die Gate-Source Spannung in Wirklichkeit etwas größer, so daß die hier angegebene Grenze nicht exakt ist und auch geringfügig höhere Leckströme kein Problem darstellen.

Mit einem Signal interessiert, welcher Strom insgesamt durch T4 fließt, um den Integrationskondensator zu entladen. Dazu benutzt man, daß die Drain von T4 mit der Source von T5 verbunden ist und berechnet mit obigen Gleichungen die Gate-Source-Spannung von T4 zu

$$U_{GS,T4} = \sqrt{2 \frac{L}{W} \frac{1}{K} (I_L + I_F)} + U_T. \quad (3-89)$$

Nun kann man den Strom durch T4, der jetzt in Sättigung ist, mit (3-80) und (3-89) berechnen und erhält

$$I_{D,T4} = \frac{1}{2} \frac{W}{L} K (U_{GS,T4} - U_T)^2 = I_L + I_F. \quad (3-90)$$

Mit einem Signal addiert sich der Rückkoppelstrom zu dem Leckstrom, der immer durch T4 fließt, unabhängig von dessen Höhe.

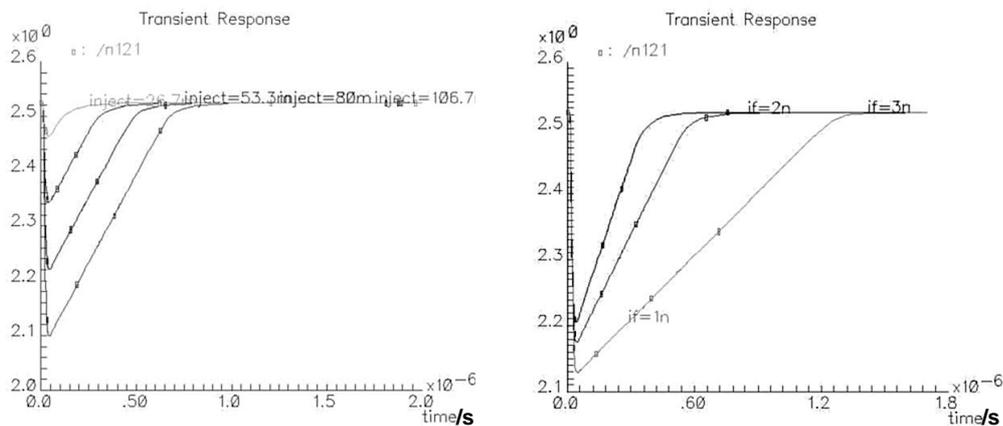


Abbildung 3-8: Simulierter Verstärkerausgang für unterschiedliche Eingangssignale (links) und verschiedene Rückkoppelströme (rechts)

Die Signalform des Verstärkers ist in Abbildung 3-8 gezeigt. Bei der Simulation wurden typische Einstellungen für die Versorgungsströme verwendet (Anhang). Links in der Abbildung wurde die Signalamplitude variiert, man sieht deutlich den linearen Verlauf bei der Entladung der Rückkoppelkapazität mit konstantem Strom. In der Abbildung rechts wurde der Strom I_F variiert, je größer I_F , desto schneller fällt das Signal ab.

In Abbildung 3-9 sind die der Simulation entsprechenden Messungen an dem Verstärkerausgang des MPEC gezeigt. Man erkennt ein den Erwartungen entsprechendes Verhalten, lediglich in der Signalanstiegszeit gibt es einen Unterschied, der aber in der konkreten

Ausführung des Testpixels begründet ist. Die Leitung, die den Testpixel mit dem Ausgangsbuffer verbindet, ist aufgrund eines Fehlers im Layout viel zu lang geworden (ca. 6 mm) und stellt eine zu große Lastkapazität für den Verstärker dar. In den neueren Chip-Versionen ist dieses Problem behoben.

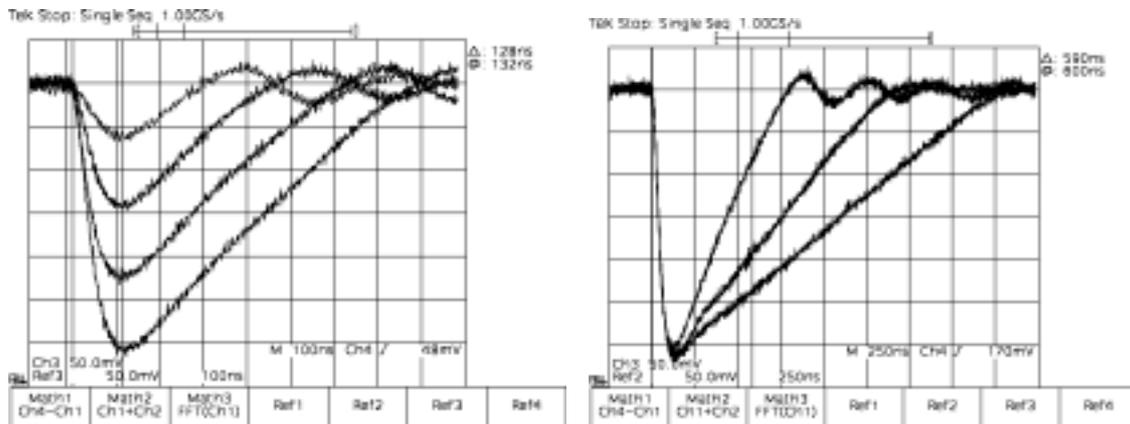


Abbildung 3-9: Messung des Verstärkeroutputs für unterschiedliche Eingangssignale (links) und verschiedene Rückkoppelströme (rechts). Zwischen Verstärker und Oszilloskop befindet sich noch ein Buffer.

Eine Besonderheit des Verstärkers ist sein Verhalten bei negativem Eingangssignal. Der invertierende Verstärker antwortet auf die negative Ladung am Eingang mit einem positiven Signal am Ausgang (Abbildung 3-10, links oben). Somit wird die Gate-Source Spannung des Rückkoppeltransistors T4 (Abbildung 3-7) sehr groß, so daß ein Strom fließt, allerdings mit im Vergleich zum normalen Betrieb vertauschten Source- und Drain-Kontakten, die Source liegt jetzt am Ausgang. Dies bewirkt einen Stromfluß vom Ausgang zum Eingang (Abbildung 3-10, links unten), der den Eingang „umlädt“. Nun arbeitet der Verstärker wie bei einem positiven Eingangssignal. Der eingestellte Rückkoppelstrom fließt erst dann zum Entladen des positiven Eingangs (Abbildung 3-10, rechts unten).

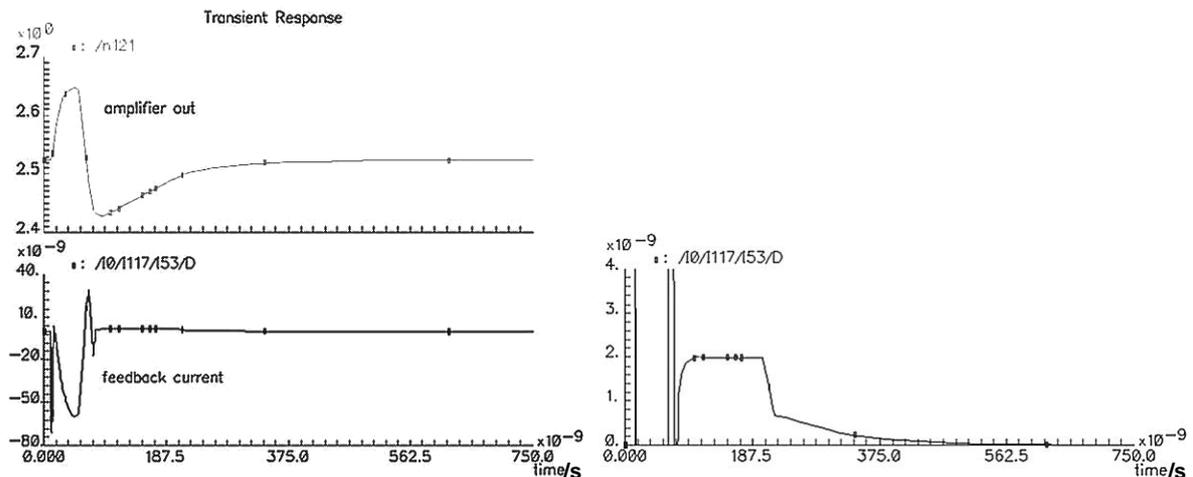


Abbildung 3-10: Verstärkeroutput (links oben) und Strom im Rückkoppelkreis (links unten) bei negativem Eingangssignal ("falsche" Polarität). Der Rückkoppelstrom fließt jetzt vom Ausgang zum Eingang und lädt diesen um. Sobald wieder eine positive Ladung am Eingang anliegt, antwortet der Verstärker mit einem "normalen" Signal und es fließt wieder der Rückkoppelstrom von 2 nA (Vergrößerung, rechts)

Der Strom im Rückkoppeltransistor ist während des Umladens deutlich höher als im normalen Betrieb (breiter negativer Peak in Abbildung 3-10 links unten), da die Source des Transistors durch den Verstärker nach oben gezogen wird, während das Gate unverändert bleibt und somit U_{GS} deutlich ansteigt. Der schmale negative Peak bei ca. 10 ns stammt von der Aufladung der Kapazität der Source durch den negativen Ladungspuls am Eingang.

3.3.2 Diskriminator

Der Diskriminator des MPEC stammt ebenfalls aus der ATLAS-Entwicklung. Er besteht im wesentlichen aus einem Komparator und einem Schaltungsteil zur Erzeugung einer Differenzspannung an dessen Eingang (Abbildung 3-11). Der Komparator ist als Differenzverstärker realisiert, das Prinzip findet man in Standardlehrbüchern [Hor89], die genaue Realisierung im MPEC ist in [Hau97] beschrieben.

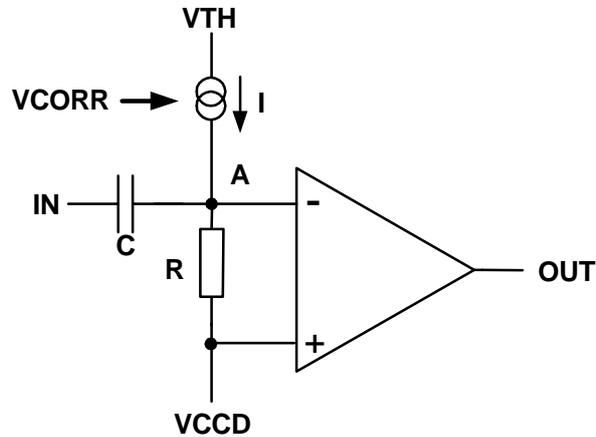


Abbildung 3-11: Blockschaltbild des Diskriminators

Das Prinzip dieses Diskriminators besteht darin, eine Spannungsdifferenz an dem Komparatoreingang einzustellen, deren Vorzeichen durch ein ausreichend großes Eingangssignal geändert wird, dies führt dann zu einem Umschalten des Ausgangs von „0“ auf „1“. Die Spannungsdifferenz wird dabei durch den Spannungsabfall $U = RI$ über einem Widerstand erzeugt. Der besondere Trick liegt hier in der Verwendung einer einstellbaren Stromquelle, um die Schaltschwelle in allen Diskriminatoren auf dem Chip möglichst gleich einstellen zu können. Die Idee zu dieser Schaltung geht auf Laurent Blanquart zurück.

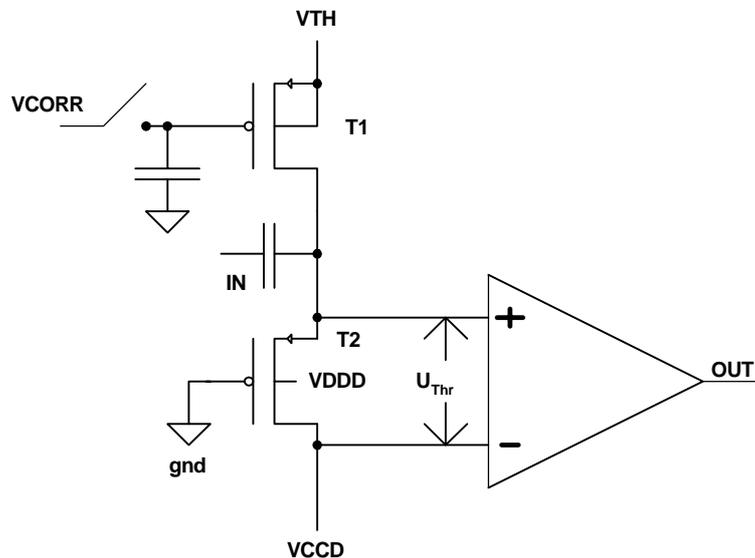


Abbildung 3-12: Realisierung der Schwelleneinstellung des MPEC

Bei der konkreten Umsetzung der Schaltung wurde der Widerstand zur Erzeugung der Spannungsdifferenz als Transistor realisiert, der im linearen Bereich betrieben wird. Dies ist notwendig, da große Widerstände in CMOS Schaltungen sehr viel Platz verbrauchen. Die einstellbare Stromquelle ist ebenfalls ein Transistor, allerdings wird dieser in Sättigung betrieben. Um eine gute Homogenität der Schwelle auf dem Chip zu erzielen, wurde hier ein sehr langer Transistor ($L = 40 \mu\text{m}$) gewählt, um eine gute Stromquelle zu haben [Lak94].

Die Spannungsdifferenz ΔU über dem Widerstand R, die der Schwellenspannung U_{THR} entspricht, berechnet sich aus der Bedingung, daß durch die Transistoren T1 und T2 derselbe Strom fließt. Da sich T1 in Sättigung und T2 im linearen Bereich befindet, gilt:

$$\begin{aligned} I_{DS,T1}^{Sat} &= \frac{1}{2} K \frac{W_1}{L_1} (U_{GS,T1} - U_T)^2 = \frac{1}{2} K \frac{W_1}{L_1} (V_{Corr} - V_{Th} - U_T)^2 \\ &= \frac{1}{2} K \frac{W_2}{L_2} \left(V_{CCD} + \Delta U - U_T - \frac{1}{2} \Delta U \right) \Delta U \\ &= \frac{1}{2} K \frac{W_2}{L_2} \left(U_{GS,T2} - U_T - \frac{1}{2} U_{DS,T2} \right) U_{DS,T2} = I_{DS,T2}^{Lin} \end{aligned} \quad (3-91)$$

Dies führt auf die quadratische Gleichung

$$\Delta U^2 + 2(V_{CCD} - U_T) + \frac{W_1 L_2}{W_2 L_1} (V_{Corr} - V_{Th} - U_T)^2 = 0 \quad (3-92)$$

mit der Lösung

$$\Delta U = -(V_{CCD} - U_T) + \sqrt{(V_{CCD} - U_T)^2 - \frac{W_1 L_2}{W_2 L_1} (V_{Corr} - V_{Th} - U_T)^2} . \quad (3-93)$$

Abbildung 3-13 zeigt die Abhängigkeit dieser Spannungsdifferenz von V_{CORR} für verschiedene V_{TH} bei $V_{CCD} = 1200\text{mV}$.

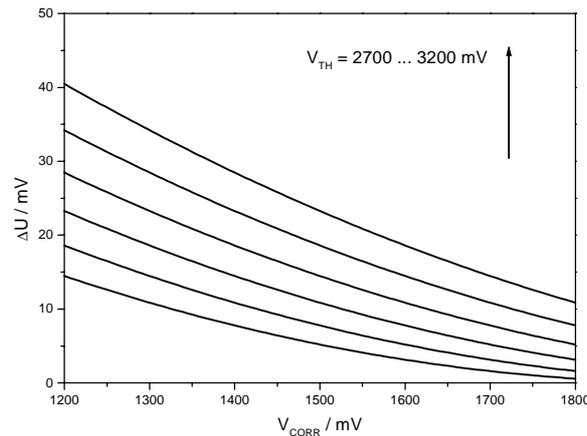


Abbildung 3-13: Berechnung der Schwellenspannung in Abhängigkeit der Korrekturspannung für verschiedene Werte der Schwellenspannung nach Gleichung (3-93). Die Abhängigkeit ist annähernd linear. Es wurde $V_{CCD} = 1200\text{ mV}$ verwendet, L_2/L_1 beträgt 0,1.

Die Justierung des Stroms erfolgt über die Spannung V_{Corr} am Gate der Stromquelle. Dazu gibt es an jedem Diskriminator eine Kapazität, auf der man über einen Schalter eine Spannung speichern kann. Der Vorteil dieser Vorgehensweise liegt in einer sehr feinen Justierung der Schaltschwellen, auch das Korrigieren von extrem weit vom Soll abweichenden Pixeln ist möglich. Der Nachteil liegt darin, daß es sich hier um eine dynamische Speicherung handelt, d. h. die Spannung auf dem Kondensator muß nach einer gewissen Zeit wieder erneuert werden. Die Größe der durch das Entladen des Kondensators bedingten Schwellendrift und Möglichkeiten, diese zu reduzieren, werden später noch ausführlich diskutiert.

Die alternative Möglichkeit zur Justierung des Stroms ist die Verwendung eines Digital-Analog-Konverters (DAC). Da in einem hybriden Pixelchip aber der Platz ein entscheidender Faktor ist, haben entsprechende Systeme i. a. nur 3 Bit zur Schwelleneinstellung [Cam98] [Brö99]. Da somit nur 8 Korrekturwerte zur Verfügung stehen, sind bei dieser Technik so-

wohl die Genauigkeit der Justierung als auch die Möglichkeit, extrem abweichende Pixel zu korrigieren, stark eingeschränkt.

Die wichtigste Messung zur Charakterisierung des Verstärkers ist die Bestimmung der Schaltschwellen, im folgenden Schwellenscan genannt. Dazu wird bei variiertem Injektionsladung eine konstante Anzahl Pulse in den Verstärker gegeben und die Anzahl der Treffer bestimmt, die der Diskriminator liefert. Bei einem idealen Schaltverhalten erwartet man 0 % Treffer unterhalb der Schwelle und 100 % oberhalb. Bei einem realen System kommt es aber aufgrund des Rauschens des Verstärkers zu einer Verwischung der Schaltschwelle (Abbildung 3-14). Da das Rauschen einer Gaußverteilung folgt, läßt sich die Antwort des Diskriminators mit einer Fehlerfunktion, also der integrierten Gaußfunktion, beschreiben:

$$\text{erf}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma^2}} dt \quad (3-94)$$

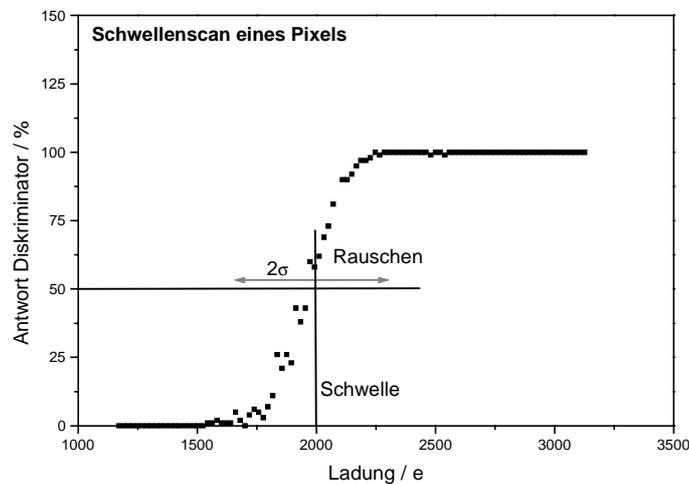


Abbildung 3-14: Bestimmung der Schwelle eines Pixels. Der 50 % Wert gibt die Schwelle an, das σ der Fehlerfunktion ist ein Maß für das Rauschen des Verstärkers

Die Schwelle μ wird dabei als der 50 % Wert der Fehlerfunktion definiert, σ ist ein Maß für das Rauschen des Verstärkers. Dabei geht man davon aus, daß das Rauschen einer Verstärkerkette nur von dem Rauschen des Eingangstransistor bestimmt wird. Da bei dieser Messung die Anzahl der Elektronen am Eingang des Verstärkers bekannt ist, erhält man direkt die äquivalente Rauschladung des Verstärkers ENC (engl.: *Equivalent Noise Charge*), also die Ladung am Eingang des Verstärkers, die benötigt wird, um ein Ausgangssignal in Höhe des Elektronikrauschens zu bekommen. Die einzelnen Rauschquellen sind im Anhang aufgeführt.

Die kritische Größe bei dieser Messung ist die Ladung, die in den Verstärker injiziert wird. Da diese mit einem Spannungspuls über einen Kondensator erzeugt wird, muß sowohl die Spannung als auch die Kapazität des Kondensators hinreichend genau bekannt sein. Um den Fehler der Spannung zu reduzieren, führt man eine relativ große Spannung sehr nahe an den Chip und teilt sie dort mit einem Spannungsteiler herunter. Da zur Erzeugung des Spannungspulses moderne Präzisionsgeräte wie z. B. der Agilent Pulsgenerator HP 81110A eingesetzt werden, ist der Fehler der Spannung sehr gering.

Kritischer ist die Größe der Injektionskapazität. Sie besteht aus einem Metall1-Metall2-Kondensator unter dem Bump-Bond Pad des Pixels, dessen Extraktion aus dem Layout einen

Wert von 12 fF ergibt. Da dieser Wert sehr wichtig für die Charakterisierung des Chips ist, wurde der Wert auf verschiedene Weise experimentell bestimmt. Für den Bier&Pastis Chip wurde eine Eichung mittels einer Gammaquelle vorgenommen [Rai98]. Dabei vergleicht man das Signal einer Quelle mit dem eines Testpulses und kann so die Kapazität ermitteln. Dies ergab einen Wert von 12 fF. Zur direkten Messung der Kapazität gibt es auf dem MPEC 1.0 eine Parallelschaltung von 400 Injektionskondensatoren, somit erzielt man eine Größe, die man mit einem C-V Meter messen kann. Dies ergab einen Wert von $C_{inj} = (12,5 \pm 1,5)$ fF [Fisch98]. Diese Messung wurde später auf dem MPEC 1.D wiederholt, dort wurde $C_{inj} = (11,8 \pm 1,5)$ fF gemessen, was mit dem auf dem MPEC 1.0 gemessenen Wert gut verträglich ist.

Tabelle 8: Vergleich der Bestimmung der Injektionskapazität

Art der Messung	Wert	Chip
Extraktion (Layout)	12 fF	MPEC 1.x
direkte Messung	$(12,5 \pm 1,5)$ fF	MPEC 1.0
γ -Quelle	12 fF	Bier&Pastis

Wie man anhand Tabelle 8 sieht, liefern alle Messungen der Injektionskapazität sehr gut übereinstimmende Werte, auch auf verschiedenen Chips. Besonders angenehm ist, daß man sich dabei sehr gut auf die Werte der Extraktion aus dem Layout verlassen kann. Dies wurde bei den Chips der nächsten MPEC Generation ausgenutzt.

Nach der Beschreibung der Schwellenmessung sollen nun Ergebnisse mit dem MPEC 1.1 Chip gezeigt werden. Abbildung 3-15 zeigt links die Verteilung des Rauschens über den Chip und rechts das entsprechende Histogramm. Der Mittelwert des Rauschens beträgt

$$ENC_{MPEC\ 1.1} = 44\ e \quad (3-95)$$

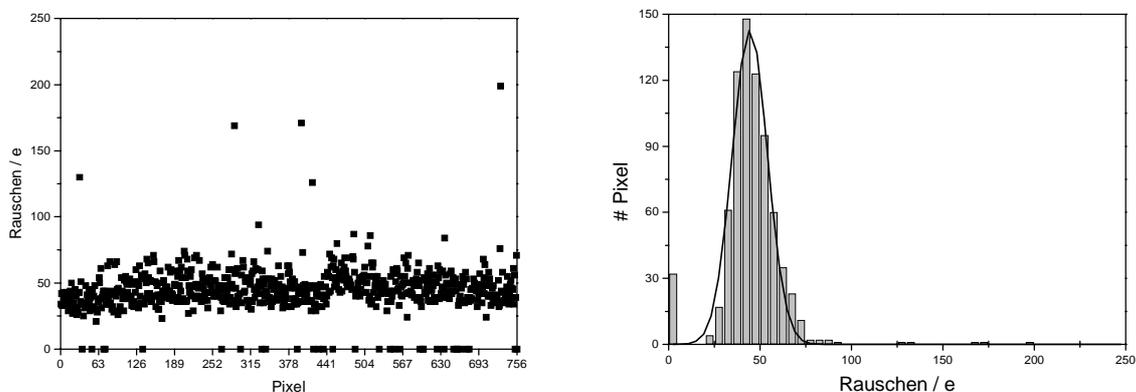


Abbildung 3-15: Rauschen des MPEC 1.1. Links die Verteilung des Rauschens, rechts als Histogramm.

Die Verteilung der Schwellen ist in Abbildung 3-16 gezeigt. Man sieht dabei sehr deutlich den Unterschied zwischen justierten Schwellen (schwarze Punkte) und nicht justierten Schwellen (offene Kreise). Mit Schwellenkorrektur ist die Variation der Schwellen deutlich reduziert (Abbildung 3-17). Man erhält eine Variation $\sigma_{thr} = 171\ e$ ohne und $\sigma_{thr} = 31\ e$ mit Justierung.

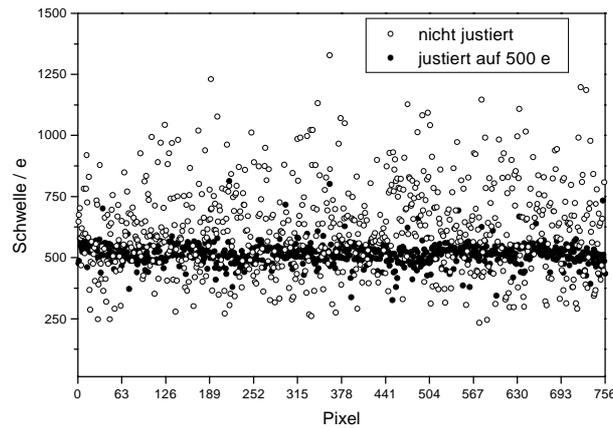


Abbildung 3-16: Verteilung der Schwellen über den MPEC 1.1 Chip. Offene Kreise sind die Schwellen ohne, ausgefüllte Kreise mit Justierung der Schwellen.

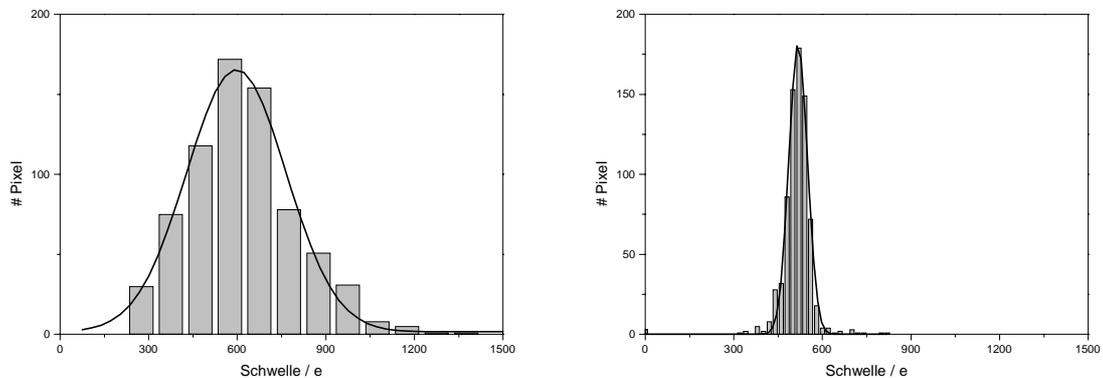


Abbildung 3-17: Histogramm der Schwellen, links ohne, rechts mit Justierung

Ein niedriges Rauschen ist eine Voraussetzung, um den Chip mit einer niedrigen Schwelleneinstellung zu betreiben. Zur Vermeidung von Rauschtreffern möchte man nämlich die Schwelle mindestens auf 5σ einstellen [Ove98]. Für die Einstellung der Schwelle wirkt dabei die Schwellenvariation wie ein zusätzlicher Rauschbeitrag, es gilt:

$$\sigma^2 = \sigma_{ENC}^2 + \sigma_{Thr}^2 \quad (3-96)$$

Im Laufe dieser Arbeit wird aber gezeigt werden, daß bei bisherigen zählenden Pixelchips aufgrund der hohen Schaltungsaktivität im Digitalteil die niedrigste verwendbare Schwelle nicht durch das Elektronikrauschen begrenzt ist, sondern durch Übersprechen des Digitalteils auf den Analogteil limitiert wird.

3.3.3 Zähler

Bei der Entwicklung des Zählers für den MPEC stellte sich die Herausforderung, den Zähler mit minimaler zusätzlicher Logik auslesen und ihn möglichst platzsparend in ein Layout übersetzen zu können. An die Geschwindigkeit des Zählers wurden keine hohen Anforderungen gestellt, da die maximale Zählrate durch den Analogteil auf ca. 1 MHz begrenzt ist.

3.3.3.1 Prinzip des Schiebezahlers

Als optimale Lösung bietet sich hier die Verwendung eines Pseudo-Zufallszahlen-Generators an [Ho89] [Fisch96]. Dieser Zählertyp besteht aus einem Schieberegister, dessen

Ausgang mit einem Abgriff logisch verknüpft und auf den Eingang zurückgeführt wird. Man spricht daher auch von einem linear rückgekoppelten Schieberegister (LFSR, engl.: *linear feedback shift register*). Das Funktionsprinzip dieses Zählers soll anhand Abbildung 3-18 besprochen werden.

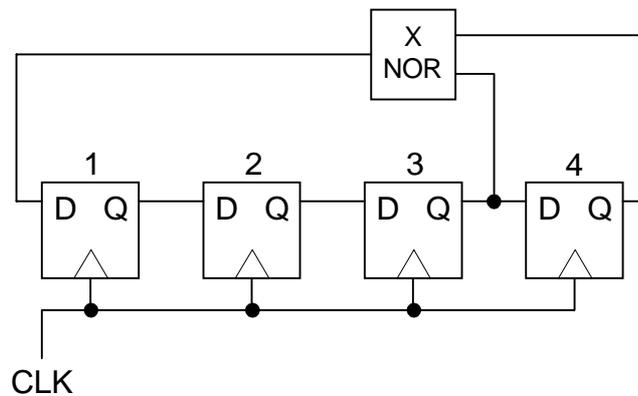


Abbildung 3-18: Prinzip des linear rückgekoppelten Schieberegisters

Die Rückkopplung besteht in diesem Fall aus einem invertierenden Exklusiv-Oder-Gatter. Der Grundzustand des Zählers ist „0000“, d. h. alle Flip-Flops enthalten eine „0“. Bei dem nächsten Takt wird in FF1 eine „1“ eingeschoben, da $0 \text{ XNOR } 0 = 1$. Die Zustände bei den nächsten Taktzyklen sind in Tabelle 9 aufgeführt. Nicht erlaubt ist der Zustand „1111“, da in diesem Fall die Rückkopplung wieder eine „1“ produzieren würde. Insgesamt gibt es hier also $2^4 - 1$ Zustände, man spricht daher auch von einem Schiebezähler maximaler Länge.

Tabelle 9: Zustandstabelle des Pseudozufallszahlengenerators

CLK	Zählerstand
0	0 0 0 0
1	1 0 0 0
2	1 1 0 0
3	1 1 1 0
4	0 1 1 1
5	1 0 1 1
6	1 1 0 1
7	0 1 1 0
8	0 0 1 1
9	1 0 0 1
10	0 1 0 0
11	1 0 1 0
12	0 1 0 1
13	0 0 1 0
14	0 0 0 1

Bei der konkreten Realisierung des Schieberegisters gibt es einige Variationsmöglichkeiten. So kann man statt des invertierenden Exklusiv-Oder-Gatters auch ein nicht invertierendes verwenden, und erhält dann die „1111“ als Grundzustand und entsprechend „0000“ als verbotenen Zustand. Auch die Wahl des Abgriffes kann variiert werden, man kann auch statt FF3 das FF $(N - 3) = 1$ verwenden [Cla94]. Bei anderen Abgriffen ergeben sich kürzere Sequenzen.

Nicht bei allen Registerlängen ist es möglich, mit nur zwei Abgriffen einen Zähler maximaler Länge zu konstruieren. In solchen Fällen muß man sich entweder mit kürzeren Sequenzen zufriedengeben, was eine Reduzierung des dynamischen Bereichs des Zählers bewirkt, oder den Platz im Layout für mehr Abgriffe spendieren. Letzteres ist vor allem in der hier verwendeten Technologie mit zwei Metallagen kaum realisierbar, daher wurden solche Registerlängen nicht näher betrachtet. Eine Liste der erzielbaren Sequenzlänge bei verschiedenen Registerlängen und die entsprechenden Abgriffe findet sich im Anhang.

Eine weitere Randbedingung für die Auswahl der Registerlänge ist die nötige Dekodierung des Zählers. Aus Geschwindigkeitsgründen möchte man dies nach Möglichkeit mit einer Lookup-Tabelle entsprechend Tabelle 9 machen. Da die Größe dieser Tabelle exponentiell mit der Registerlänge wächst, ist dies jedoch nur begrenzt möglich. Für die in der Radiologie interessanten Größen von 15 Bit und 18 Bit erhält man Tabellen von 128 KB bzw. 1 MB Größe. Dies ist bereits mit aktuellen PCs realisierbar. Für Registerlängen größer als 21 Bit würde man auf mathematische Verfahren zur Dekodierung zurückgreifen müssen [Cla94] [Hau97].

3.3.3.2 Minimale Logik

Aufgrund des geringen zur Verfügung stehenden Platzes wurden die Schaltungen so einfach wie möglich gestaltet. In Bezug auf den Zähler bedeutet dies

- Dynamische Flip-Flops
- Schalter aus einem einzelnen Transistor

Der Schaltplan eines Zähler-Flip-Flops ist in Abbildung 3-19 gezeigt. Die Information wird auf der Gate-Kapazität der Inverter gespeichert. Entscheidend ist, daß niemals beide Schalttransistoren leitend sein dürfen. Hier werden dazu zwei phasenverschobene Taktsignale CLK1 und CLK2 verwendet [Hau97].

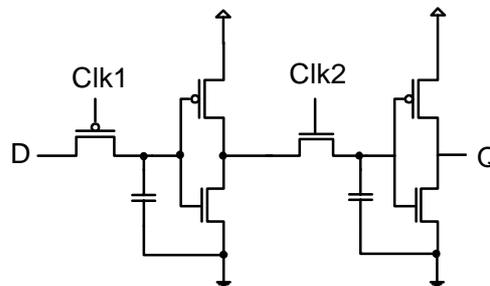


Abbildung 3-19: Schaltplan eines Flip-Flops des MPEC1. Die eingezeichneten Kondensatoren symbolisieren die parasitäre Gate-Kapazität der Inverter.

Die Realisierung der Flip-Flops nach Abbildung 3-19 zieht zwei Probleme nach sich. Zum einen macht die dynamische Logik einen „Refresh“ der Informationen notwendig. Dazu wird ein externes Taktsignal an den Zähler gegeben. Dies führt bei dem verwendeten periodischen Zähler allerdings nicht zu einer Reduzierung des dynamischen Bereichs, da die Anzahl der externen Taktsignale bekannt ist, so daß man diese einfach abziehen kann. Auch die durch den „Refresh“ hervorgerufene Totzeit ist aufgrund der niedrigen Pulsrate von 10 Hz nur sehr gering.

Ein weiteres Problem stellen die einfachen Schalttransistoren dar. Dazu betrachten wir den Drain-Source Widerstand R_{DS} eines MOSFET¹⁸ [Lak94]

$$R_{DS} = \frac{1}{\frac{W}{L} \mu C_{ox} (U_{GS} - U_T)} \quad (3-97)$$

Man erkennt, daß der Widerstand ansteigt, wenn U_{GS} in die Größe der Schwellenspannung kommt. Dies führt dazu, daß man bei einem n-Kanal MOSFET die „1“ und bei einem p-Kanal MOSFET die „0“ nicht korrekt schalten kann (Abbildung 3-20), wenn man für den Takt-generator nur die digitale Versorgungsspannung zur Verfügung hat.

¹⁸ Die hier angegebene Formel gilt strenggenommen nur dann, wenn der Bulk des Transistors an die Source angeschlossen ist, was hier nicht der Fall ist. Daher müßte man für eine exakte Rechnung noch den Bulkeffekt berücksichtigen.

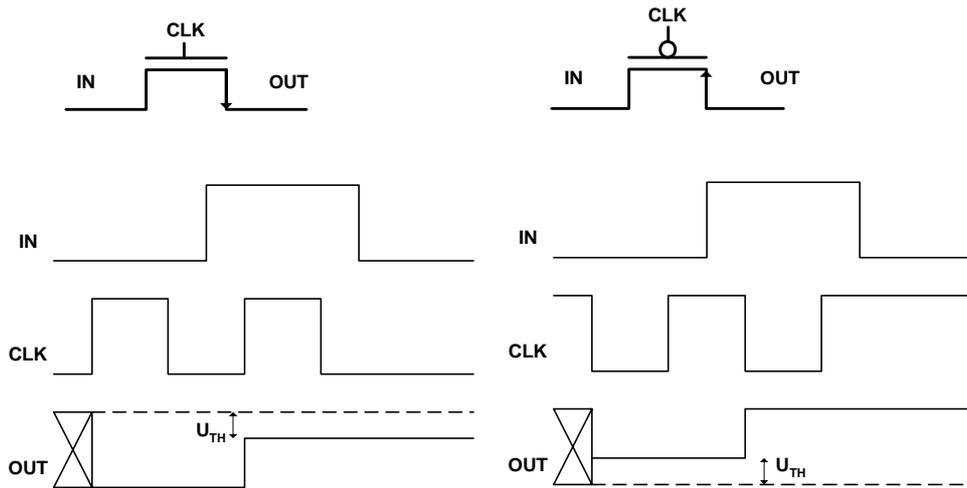


Abbildung 3-20: Probleme bei einfachen Schalttransistoren, links für einen n-MOS, rechts für einen p-MOS Transistor. Vor dem ersten Taktpuls ist der Ausgang nicht definiert. Liegt die Versorgung des Taktgenerators auf dem Potential der digitalen Versorgung, verliert man jeweils eine Schwellenspannung.

Dieses Problem kann man auf zweierlei Arten umgehen. Die eine ist die Verwendung vollständiger Transmissionsgatter (Abbildung 3-21). Dies führt dazu, daß man zusätzlich das inverse Taktsignal benötigt und der Platzbedarf im Layout stark ansteigt, da man n-Kanal und p-Kanal Transistoren in der verwendeten Technologie nicht beliebig eng aneinander plazieren kann.

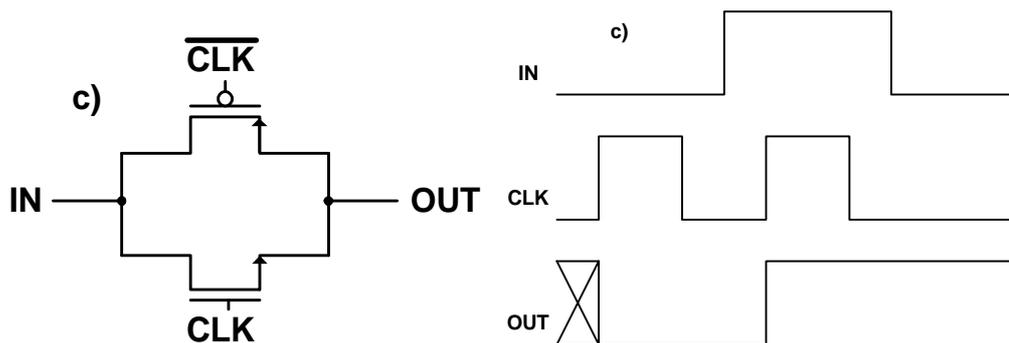


Abbildung 3-21: Vollständiges Transmissionsgatter

Die zweite (unkonventionelle) Möglichkeit ist die Verwendung zusätzlicher Versorgungsspannungen für den Taktgenerator, wobei die positive Spannung um ca. eine Schwellenspannung über der Versorgung des Zählers liegen muß und die negative um denselben Wert unter der negativen Versorgung des Zählers. Dies wurde im MPEC 1.1 realisiert [Hau97]. Da jedoch der Zähler auf Ground-Potential liegt, auf dem auch das Substrat des Chips liegen muß, kann man den Taktpuls maximal auf $-0,4$ V legen, weil sonst Source-Bulk-Dioden der n-Kanal-Transistoren des Taktgenerators zu leiten beginnen.

3.3.3.3 Auslesen des Zählers

Einer der Vorteile des Schiebezahlers liegt darin, daß man kein zusätzliches Schieberegister für die Datenauslese braucht. Für den Wechsel zwischen Zähl- und Auslesemodus ist lediglich ein zusätzlicher Multiplexer notwendig. Dieser wurde aus nur zwei Transistoren realisiert (Abbildung 3-22). Auch hier verliert man wieder an jedem Transistor eine Schwellenspannung.

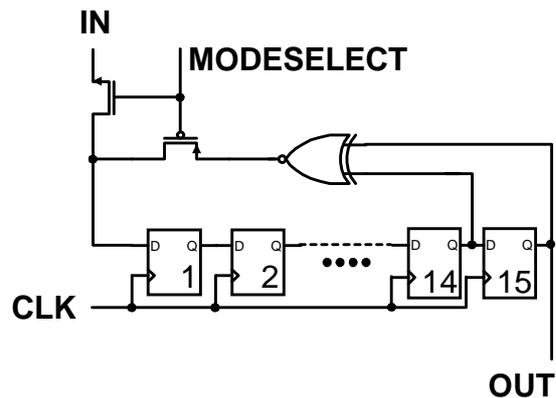


Abbildung 3-22: Prinzip der seriellen Auslese des Zählers

3.3.4 Kontrollteil

Der Kontrollteil des MPEC wurde unverändert von dem Beer&Pastis-Chip übernommen und übernimmt folgende Aufgaben:

- Selektieren von Pixeln zur Ladungsinjektion über die Injektionskapazität
- Selektieren von Pixeln zum Justieren der Schwelle
- Maskieren von rauschenden Pixeln
- Generierung eines schnellen Treffer-Signals als „Oder“-Verknüpfung aller Diskriminatoren („HITBUS“)

Wichtigster Bestandteil ist das 756 Bit lange Kontrollschieberegister, das durch alle Pixel läuft. Es besteht aus halbstatistischen Flip-Flops (eins pro Pixel) zum Speichern des Selektionsbits. Dieses Bit wird in Verbindung mit dem ENABLE_INJECT Signal zur Ladungsinjektion und in Verbindung mit dem WRITE_ANALOG Signal zum Schreiben der Schwellenkorrekturspannung verwendet.

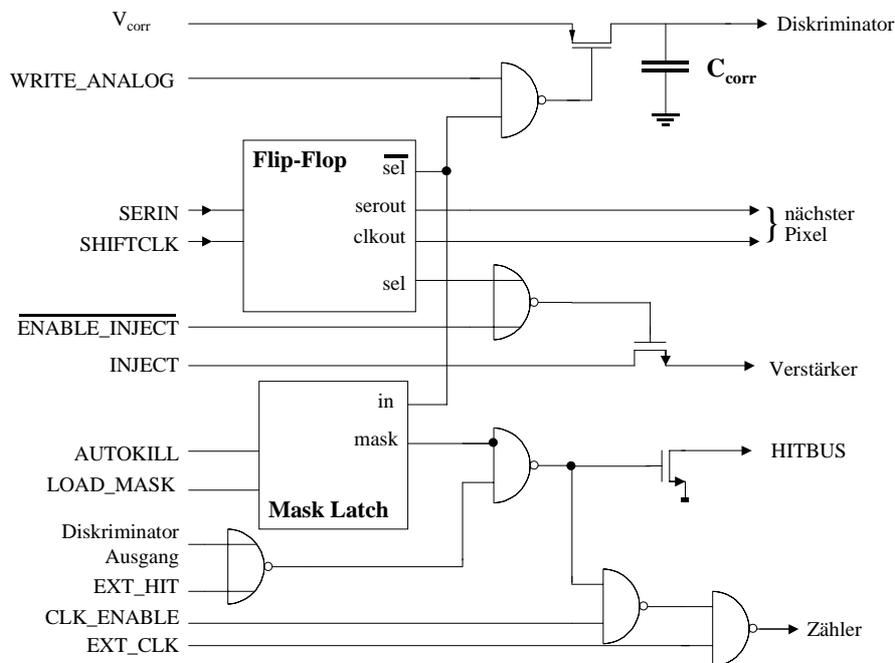


Abbildung 3-23: Kontrollteil MPEC 1.x

Zum Maskieren eines Pixels kann das Selektionsbit in ein Latch geschrieben werden. Die Maskierung von rauschenden Pixeln ist beim MPEC aber nicht mehr nötig, da die Datennahme der einzelnen Zellen völlig unabhängig voneinander ist. Man kann diese Funktion aber

auch verwenden, um sich einzelne Pixel auf dem HITBUS anzuschauen. Dieser ist eine logische „Oder“-Verknüpfung aller auf dem Chip befindlichen Diskriminatoren. Die Länge des Pulses ist dabei ein Maß für die im Verstärker deponierte Ladung (siehe Kapitel 3.3.1).

Eine Übersicht über die Funktion des Kontrollteils ist in Abbildung 3-23 gegeben. Auf die Funktionen, die keine Relevanz für den MPEC haben, soll hier nicht näher eingegangen werden.

3.4 Doppelschwellenmethode

Der wesentliche Unterschied der Röntgenbildgebung mit zählenden Pixeldetektoren im Vergleich zu allen anderen Detektorsystemen ist die Existenz einer Energieschwelle für die einzelnen Quanten in Form des Diskriminators. Dies eröffnet neue Möglichkeiten wie z. B. die Streustrahlenreduzierung mit monoenergetischen Röntgenquellen (siehe Kapitel 2).

Interessant wäre es, auch Informationen über die Energie der Röntgenquanten zu haben, die den Körper durchdringen. Hier bieten sich viele neue Anwendungsmöglichkeiten an, wie die Suche nach Absorptionskanten spezieller Materialien oder die gleichzeitige Verwendung von mehreren Röntgenenergien; letzteres ist eine Technik, die vor allem für die Nuklearmedizin sehr interessant ist, da man gleichzeitig mehrere Tracer¹⁹ einsetzen könnte. Bei näherer Betrachtung stellt man fest, daß viele dieser Techniken schon mit der Einteilung der Quanten in zwei Energiebereiche realisiert werden können.

Eine weitere interessante Perspektive der Doppelschwelle ist die Möglichkeit zur Kontrasterhöhung, die bereits in Kapitel 2.4.4 beschrieben wurde.

3.4.1 Realisierung im MPEC 1.D

Die Doppelschwelle sollte so realisiert werden, daß die Anzahl der Quanten mit einer Energie über jeder Schwelle gezählt wird. Dies bietet den Vorteil, daß keine Ereignisse verworfen werden, wie es z. B. bei einem Fensterdiskriminator mit nur einem Zähler der Fall wäre. Die Anzahl der Quanten innerhalb des eingestellten Energiefensters berechnet sich nun als Differenz der beiden Zählerstände. Hier profitiert man von der Korrelation der Zählraten in beiden Zählern, so daß der statistische Fehler bei der Subtraktion nicht ansteigt. Eine Differenzbildung mit zwei Messungen bei unterschiedlicher Röhrenenergie und nur einem Diskriminator hingegen würde zu einer höheren Dosisbelastung führen.

Um möglichst schnell einen Chip mit Doppelschwelle zu realisieren, wurden jeweils zwei übereinander liegende Pixel des MPEC 1.1 zu einem Pixel mit Doppelschwelle zusammengefaßt. Der MPEC 1.D besteht infolgedessen aus 12 Spalten mit je 32 Pixeln, davon 31 mit 433,4 µm x 100 µm Größe und einer mit 433,4 µm x 50 µm Größe.

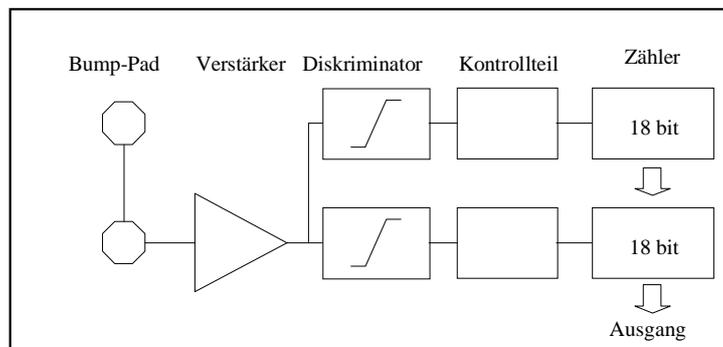


Abbildung 3-24: Blockschaltbild eines Pixels des MPEC 1.D

¹⁹ Tracer bezeichnen radioaktiv markierte Substanzen die zur Beobachtung von Stoffwechselvorgängen im Körper eingesetzt werden.

In den Pixeln mit Doppelschwelle wurden die Bump-Bond Pads verbunden und an einen Verstärker angeschlossen. Dieser ist kapazitiv an die beiden Diskriminatoren gekoppelt (Abbildung 3-24). Die Simulation dazu hatte ergeben, daß die doppelte Lastkapazität die Funktion des Sourcefolgers des Verstärkers nicht beeinträchtigt. Beide Diskriminatoren verfügen dabei über unabhängige Steuerleitungen zur Einstellung der Schwelle, d. h. V_{TH} und V_{CCD} sind nun jeweils doppelt vorhanden. Zusätzlich wurde die Kapazität zur Speicherung der Schwellenkorrekturspannung vergrößert, da in dem MPEC 1.1 Layout noch reichlich Platz vorhanden war (siehe Abbildung 3-3).

Der Kontrollteil wurde (nahezu) unverändert übernommen, lediglich die bislang nie benutzte Funktion zum automatischen Maskieren rauschender Pixel (AUTOKILL) wurde eingespart.

Der Zähler wurde auf 18 Bit erweitert, um einen größeren dynamischen Bereich zur Verfügung zu haben. Dies erforderte ein neues Zähler Layout [Hel99].

Das resultierende Pixel-Layout mit nur noch einem Verstärker und der vergrößerten Speicherkapazität für die Korrekturspannung ist in Abbildung 3-25 gezeigt.

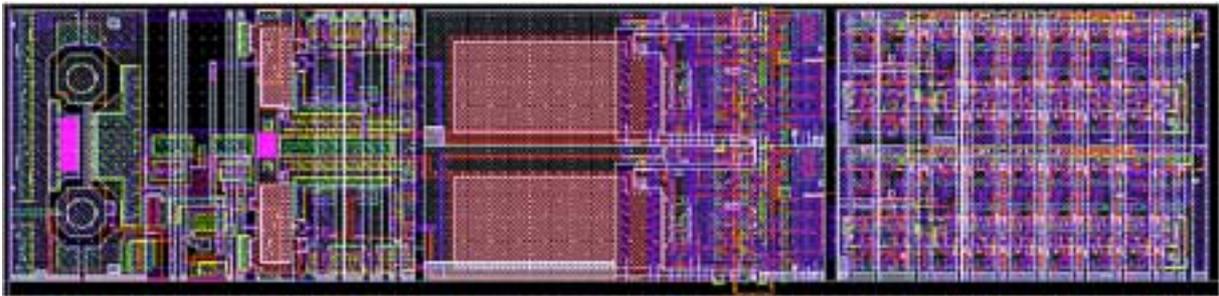


Abbildung 3-25: Pixel-Layout des MPEC 1.D

3.4.2 Schwellenmessung

Für die Funktion der Energiefensterung ist es entscheidend, daß beide Schwellen möglichst exakt einstellbar sind. Eine Variation führt zum einen zu einer Inhomogenität der Zählrate und zum anderen bei sehr schmalen Fenstern auch zu einer Variation der dargestellten Informationen, wenn die Pixel auf einmal Messungen bei verschiedenen Energiebereichen repräsentieren.

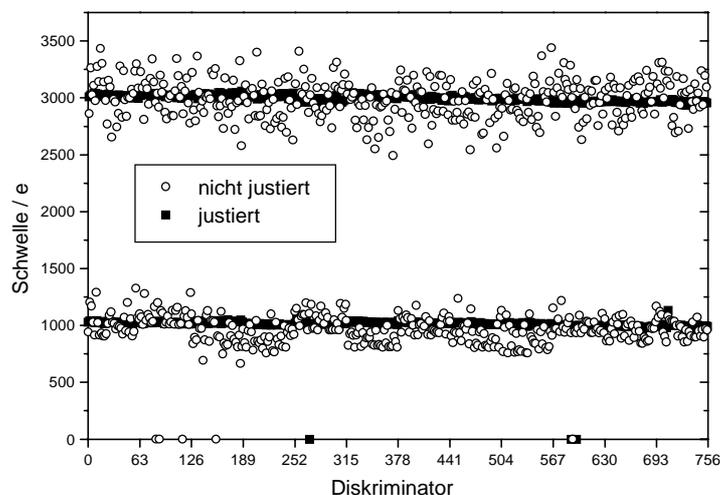


Abbildung 3-26: Schwellenmessung am MPEC 1.D. Die offenen Kreise zeigen die nicht justierten Schwellen, die ausgefüllten die Schwellen mit Korrektur. Auf der X-Achse ist hier die Nummer des Diskriminators aufgetragen. [Fisch2000]

Die Variation der Schwellen ist in Abbildung 3-26 mit und ohne Justierung gezeigt. Die obere Kurve repräsentiert hier die obere Schwelle, die untere die untere Schwelle. Es sind keine systematischen Abweichungen sichtbar und mit Korrektur hat man ein exaktes Energiefenster.

3.4.3 Rauschen

Für das Rauschen erwartet man identische Werte in beiden Ausleseketten unabhängig von der Schwelle. Statt dessen mißt man ein erhöhtes Rauschen in der Auslesekette mit dem Diskriminator für die obere Schwelle (Abbildung 3-27). Auffällig dabei ist, daß das an der unteren Schwelle gemessene Rauschen dem am MPEC 1.1 gemessenen entspricht.

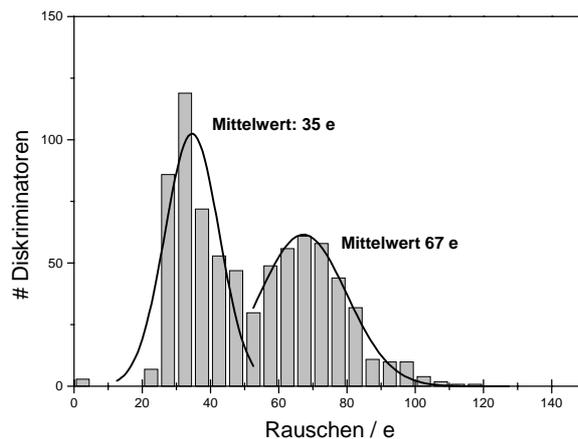


Abbildung 3-27: Rauschmessung am MPEC 1.D. Der linke Peak wurde mit den Diskriminatoren mit der unteren Schwelle, der rechte mit denen der oberen Schwelle gemessen. [Fisch2000]

Die Erklärung liegt darin, daß bei Signalen über der oberen Schwelle immer beide Diskriminatoren ansprechen und beide Zähler den Treffer registrieren. Die Folge dessen ist eine verdoppelte Aktivität der digitalen Logik. Durch kapazitive Kopplung des Digitalteils in den Analogteil kommt es somit zu einem erhöhten Rauschen. Durch Maskieren des Zählers mit der unteren Schwelle konnte gezeigt werden, daß die Ursache in der Aktivität des Zählers liegt und nicht im Schalten des Diskriminators.

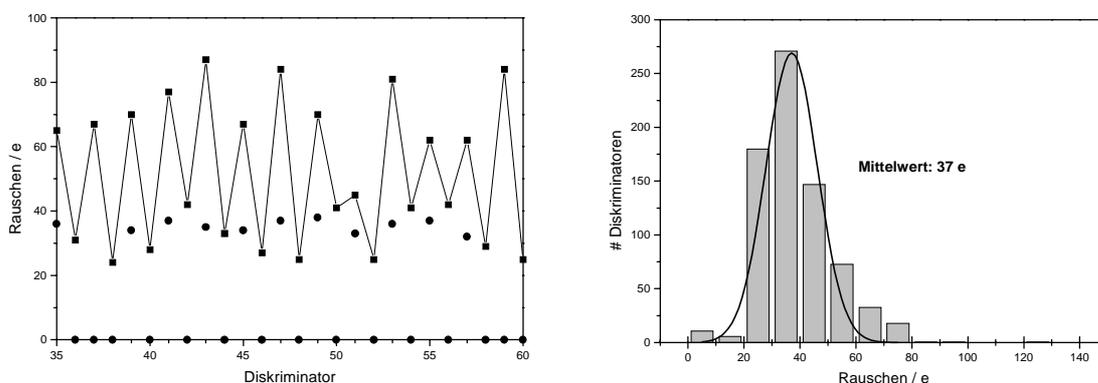


Abbildung 3-28: Links: Rauschen der einzelnen Diskriminatoren, die mit gerader Nummer haben die untere Schwelle (1000 e), die ungeraden die obere Schwelle (3000 e). Maskiert man die Zähler für die untere Schwelle, sinkt das Rauschen in den anderen Diskriminatoren (Kreise). [Hel99]

3.5 MPEC 2.1

Der wichtigste (Design-) Schritt dieser Arbeit war die Entwicklung eines Pixelchips mit quadratischen Bildzellen zur Realisierung einer isotropen Ortsauflösung. Dies erforderte eine komplette Neugestaltung des bisherigen Pixels und auch der gesamten Architektur des Chips. Dabei stellte sich heraus, daß die für die Hochenergiephysik erforderliche Geometrie auch für das Elektronikdesign optimal ist: sie erlaubt nicht nur eine gute räumliche Trennung von digitalen und analogen Schaltkreisen auf dem Chip, sondern bietet auch sehr viel Platz für Signal- und Versorgungsleitungen. Gerade dieser letzte Punkt stellte eine starke Beeinträchtigung der Layoutmöglichkeiten dar, zumal die verwendete Technologie nur zwei Metallagen zur Verfügung stellt.

3.5.1 Chip-Blockschaltbild

Der MPEC 2.1 besteht aus 32 x 32 Pixeln der Größe 200 μm x 200 μm . Diese Größe genügt zum einen den medizinischen Ansprüchen, zum anderen bietet sie ausreichend Platz für die Elektronik, so daß die Energiefensterung mit zwei 18-Bit-Zählern realisiert werden konnte. Die Funktionalität der Signalverarbeitung liegt damit deutlich über der von vergleichbaren Chips wie dem MEDIPIX 1 (ein 15 Bit Zähler) [Cam98].

Der Hauptteil des Chips wird von der Pixel-Matrix eingenommen (Abbildung 3-29). Am unteren Rand des Chips gibt es noch eine Zeile mit „Dummy“ Pixeln, die dazu dienen, den Guardring des Sensors anzuschließen. Zusätzlich befinden sich dort die Signaltreiber für die Steuersignale und ein zusätzlicher Zähler, der die externen Refreshpulse für die dynamischen Zähler registriert. Rechts unten auf dem Chip befinden sich noch sechs 8 Bit Digital Analog-Wandler, die die Stromspiegel für die Versorgung des Analogteils einstellen. Der MPEC 2.x benötigt daher keine Stromeingänge mehr. Rechts unten in der Matrix befindet sich noch ein „Testpixel“, dessen Verstärker- und Diskriminatorausgänge zu Testzwecken herausgeführt sind. Die auf dem Kondensator gespeicherte Spannung zur Schwellenkorrektur ist ebenfalls meßbar.

Bei der Anordnung der peripheren Elektronik und der Wire-Bond-Pads wurde darauf geachtet, daß der Chip an drei Seiten aneinanderreihbar ist, so daß Module aus x mal 2 Chips aufgebaut werden können.

32 x 32 Pixel, 200 x 200 μm^2
Aktive Fläche: 6.4 mm x 6.4 mm

32 Dummy-Pixel:
 • Guardring Anschluß
 • Signaltreiber

Unten:
 • 6 DACs (8-Bit)
 • 50 Wire-Bond Pads

Testpixel:
 • Analogausgang
 • Komparatorausgang

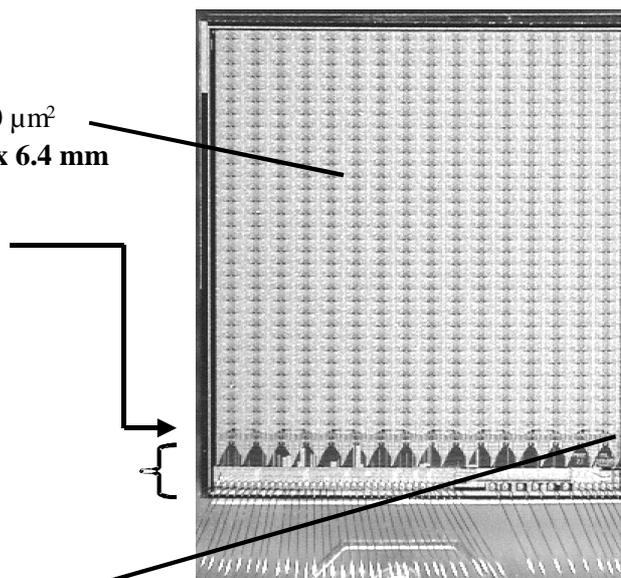


Abbildung 3-29: Übersicht über den MPEC 2.1

3.5.2 Digital-Analog-Wandler

Die Digital-Analog-Wandler auf dem MPEC stammen aus der Atlas Entwicklung. Sie bestehen jeweils aus einem 8 Bit Schieberegister, dessen Daten in ein Latch gespeichert werden können (Abbildung 3-30). Diese Bits steuern einen Stromsummierer, wobei jedes Bit einem Strom von 256 nA entspricht. So sind insgesamt Ströme zwischen 256 nA und 65,5 µA einstellbar, die dann über einen Stromspiegel in die Pixel gespiegelt werden. Die Adaption des Einstellbereichs wird im jeweiligen Stromspiegel vorgenommen.

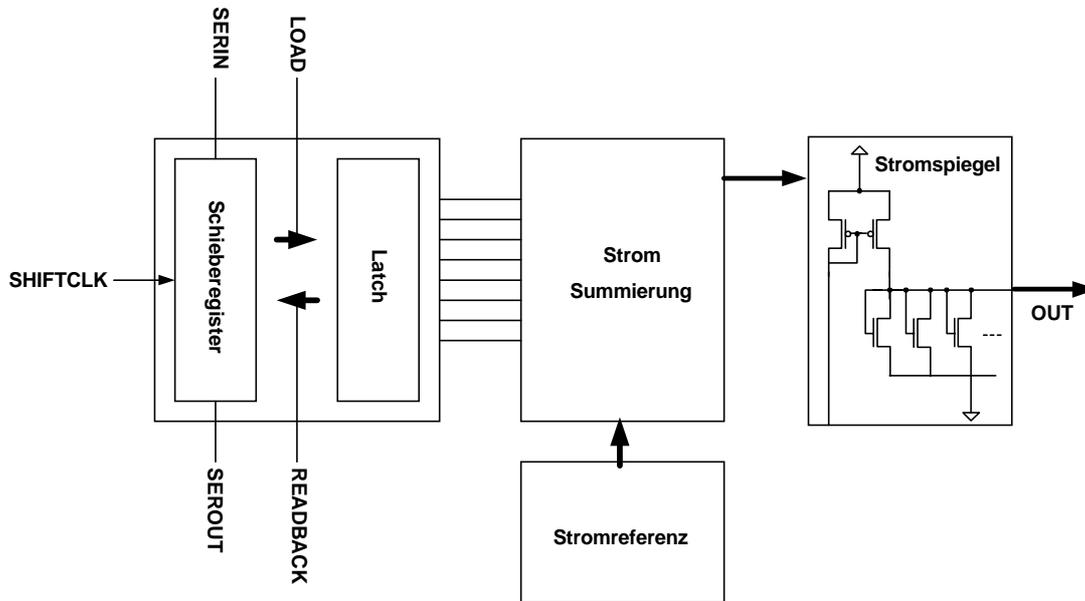


Abbildung 3-30: Blockschaltbild eines der sechs Digital-Analog Wandler

Da auf diese Weise nur ein statisches Spannungssignal von dem Stromspiegel in die Pixel übertragen werden muß, kann hier auch eine hochohmige Verbindung, also eine sehr schmale Leitung, verwendet werden; da die Leitung direkt auf ein MOSFET Gate geht, fließt dort kein Strom.

Beispiele für die Linearität der DACs finden sich in Abbildung 3-31. Hier wurde der Strom direkt an dem Ausgang des Stromspiegels gemessen.

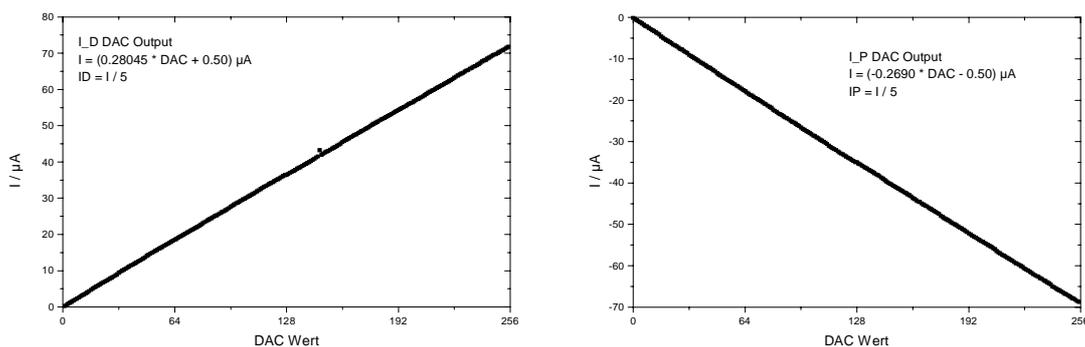


Abbildung 3-31: Messung des Stroms an einem n-Kanal (links, I_D) und einem p-Kanal (rechts, I_P) Stromspiegel in Abhängigkeit der DAC Einstellung.

3.5.3 Pixel-Schaltplan

Abbildung 3-32 zeigt den Pixel-Schaltplan des MPEC 2.1. Der Verstärker, der Diskriminator und die beiden 18 Bit Zähler ähneln dem MPEC 1.D, völlig neu hingegen ist die Fensterlogik und die Schaltung zur Reduzierung der Schwellendrift. Die Kontrolllogik wurde ebenfalls neu gestaltet; zwar gibt es nach wie vor das Selektionsbit, aber die für die Bild-

gebung nicht notwendige Maskierungsfunktion sowie der Hitbus wurden aufgegeben. Die Umschaltung zwischen Datennahme und Auslesen/Externes Taktsignal wurde jetzt mit einem Multiplexer realisiert.

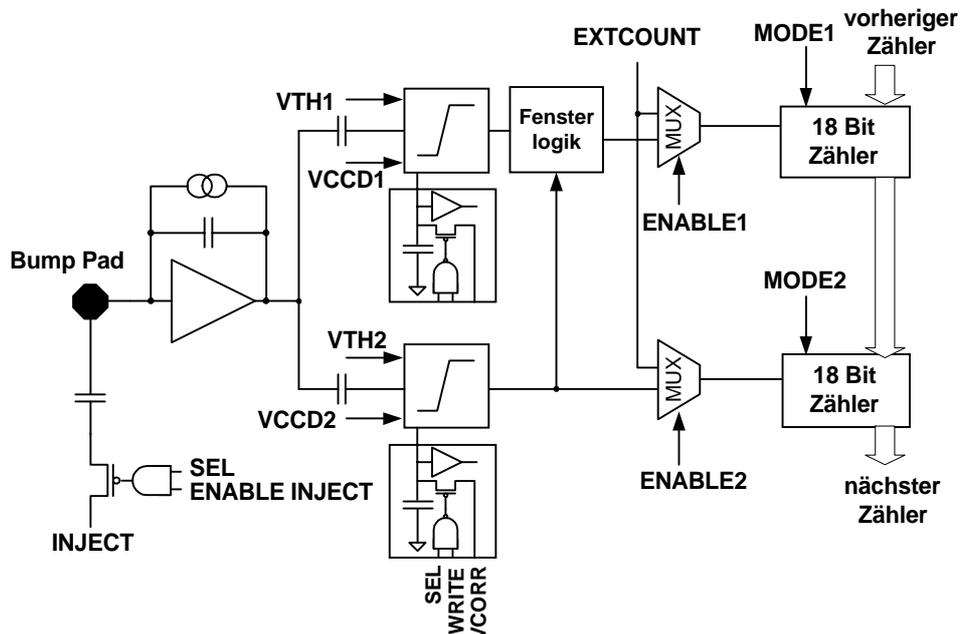


Abbildung 3-32: Pixel Blockschaltbild des MPEC 2.1. Neue Funktionsblöcke gegenüber dem MPEC 1.x sind die Schaltung zur Reduzierung der Schwellendrift und die Fensterlogik. Der Kontrollteil ist auf das wesentliche reduziert worden.

Bei dem Blick auf das Layout des Pixels in Abbildung 3-33 erkennt man kaum noch eine Gemeinsamkeit mit dem MPEC 1.x. Alle Zellen wurden neu gezeichnet, nur der Diskriminator wurde mit kleineren Modifikationen übernommen. Besonders auffällig ist die veränderte Größe des Bump-Bond Pads, das auf einen Durchmesser von $43\ \mu\text{m}$ vergrößert wurde um mechanische Kontaktierungsverfahren anwenden zu können. Dies wird im Anhang 6.1 ausführlicher beschrieben. Ebenso ins Auge stechen die beiden großen Speicherkondensatoren für die Korrekturspannung der Diskriminatoren (zwischen Analogteil und Zähler), die so groß wie möglich gemacht wurden, und die zusätzliche Kapazität im Verstärker zur Stabilisierung der Gatespannung der Stromquelle im Rückkoppelkreis (direkt unter dem Bump-Bond Pad). Die Zähler befinden sich jeweils oben und unten im Pixel, so daß in der Matrix jeweils immer zwei Zähler aneinander liegen. Dies spart Leitungen für die Stromversorgung und hilft dabei, die digitalen Schaltkreise möglichst weit entfernt von dem Verstärker anzuordnen. Die Fensterlogik und das Schieberegister des Kontrollteils liegen links in dem Pixel und versorgen gleichzeitig den benachbarten Pixel auf der linken Seite, daher ist die „Elementarzelle“ rechteckig. Die Analogteile sind ebenfalls Kopf an Kopf angeordnet (Abbildung 3-34), so daß die Leitungen für die Testpulsinjektion und die Korrekturspannung nur einmal erforderlich sind. Diese Doppelpixelstruktur führt auch zu den unterschiedlichen Abständen der Bump-Bond-Pads von $70\ \mu\text{m}/330\ \mu\text{m}$ in x-Richtung und $200\ \mu\text{m}$ in y-Richtung.

Die kleinste elementare Einheit auf dem Chip bildet aber nicht der Doppelpixel, sondern eine Anordnung von zwei Doppelpixeln, mit nach oben bzw. nach unten laufenden Kontrollschieberegister. Daher wurden auch die Zähler von jeweils vier Spalten zu einer Sequenz zusammengefaßt.

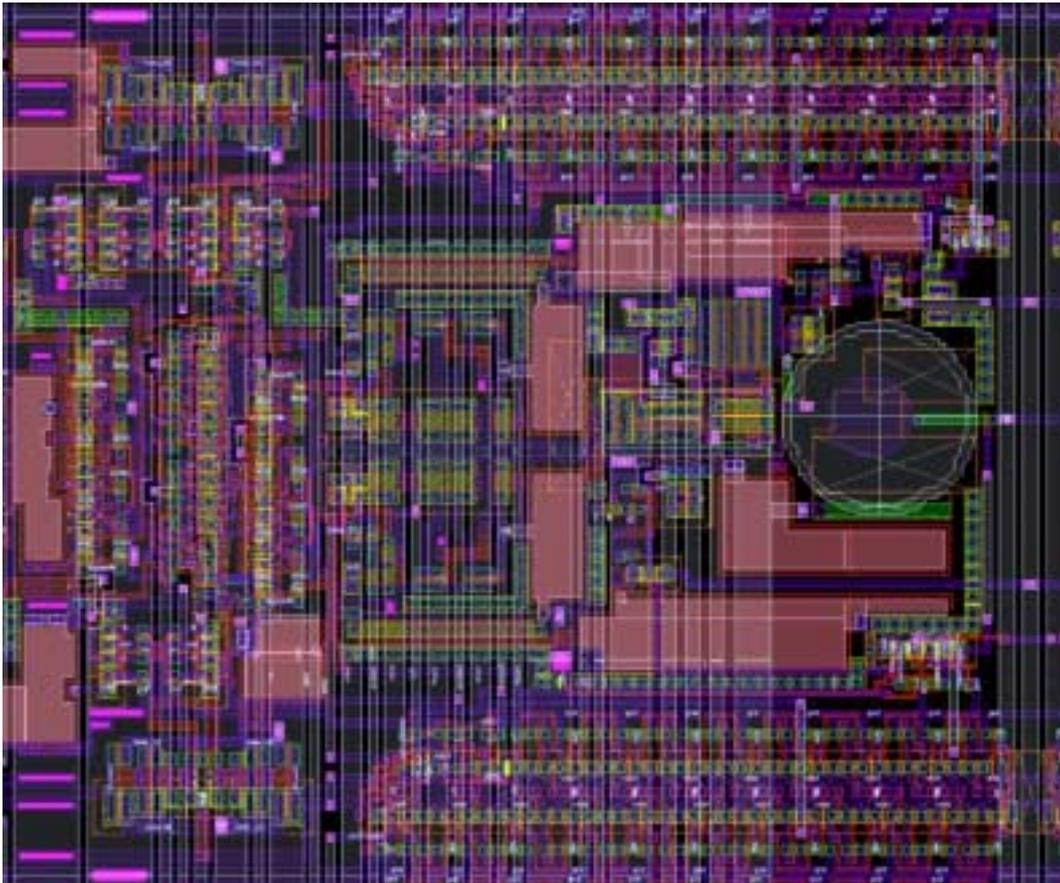


Abbildung 3-33: MPEC 2.1 Pixel Layout

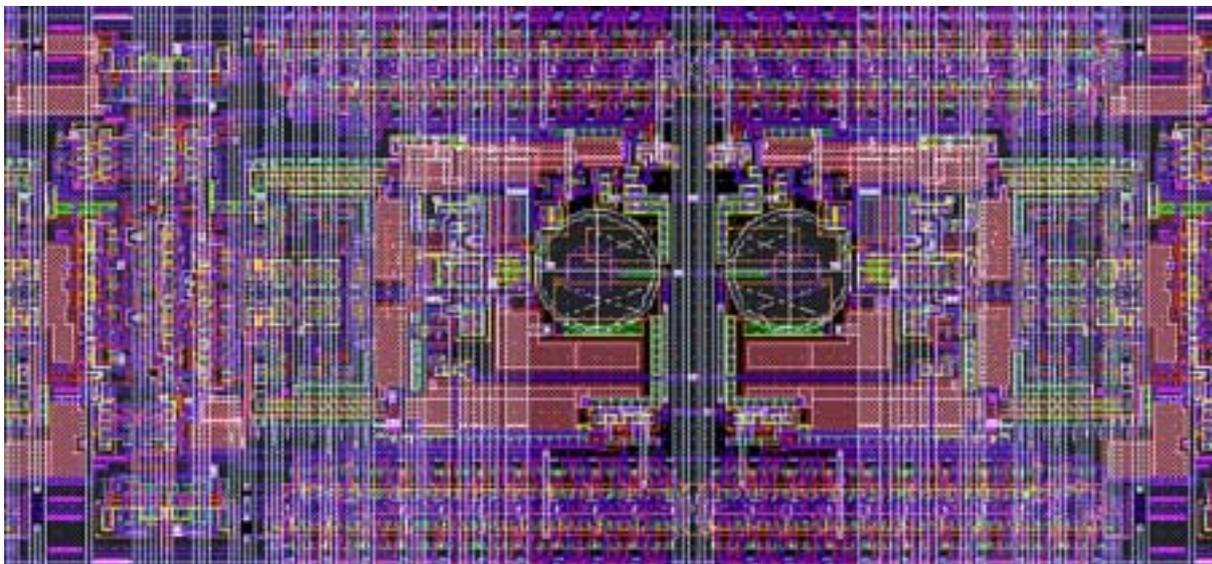


Abbildung 3-34: MPEC 2.1 Doppelpixel

3.5.4 Verstärker

Der Verstärker wurde für die quadratische MPEC Version leicht modifiziert und komplett neu gezeichnet. Die wichtigsten Änderungen sollen hier kurz gelistet werden:

- Vergrößertes g_m zur Verringerung der Abhängigkeit von der Sensorkapazität.
- Zusätzliche Kapazität zur Stabilisierung der Gatespannung der Stromquelle im Rückkoppelkreis.

- Feste Einstellung der Stromversorgung des Sourcefolgers
- Platzsparendes Layout.

Die Modifikationen wurden auf einem Testchip (FAUST 12) untersucht. Auf diesem Chip konnten verschiedene Kondensatoren an den Eingang des Verstärkers angeschlossen werden, um die Sensorkapazität zu simulieren. Eine erhöhte Kapazität bewirkt dabei einen Anstieg des Rauschens des Verstärkers, der bei vernachlässigbarem Leckstrom des Sensors einen linearen Zusammenhang bildet:

$$ENC(C) = ENC_0 + a \cdot C \quad (3-98)$$

Die einzelnen Anteile des Rauschens des Verstärkers sind im Anhang aufgeführt.

Neben dem Rauschen hängt auch die Schwelle von der Eingangskapazität ab. Dabei bildet die Eingangskapazität C_{In} des Verstärkers mit der Sensorkapazität C_{Det} einen kapazitiven Spannungsteiler, so daß

$$Q = Q_o \cdot \frac{C_{In}}{C_{In} + C_{Det}} \quad (3-99)$$

gilt. Da die Eingangskapazität des Verstärkers sich aus Leerlaufverstärkung v_o und der Rückkoppelkapazität zu

$$C_{In} = C_F \cdot v_o \quad (3-100)$$

zusammensetzt, ist sie i. a. deutlich größer als die Sensorkapazität.

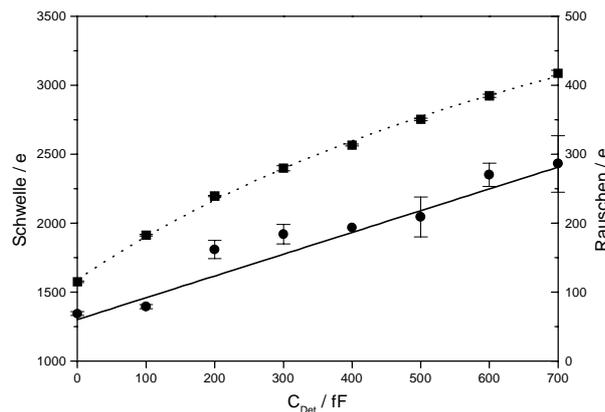


Abbildung 3-35: Schwelle und Rauschen des MPEC 2.1-Verstärkers in Abhängigkeit von der Sensorkapazität, gemessen an einem Testchip.

Die Abhängigkeit von Schwelle und Rauschen des Verstärkers von der Sensorkapazität ist in Abbildung 3-35 gezeigt. Eine Geradenanpassung liefert für das Rauschen

$$ENC = 60e + 0,32 \frac{e}{fF} \cdot C_{Det} \quad (3-101)$$

3.5.5 Zähler

Der Zähler wurde gegenüber dem MPEC 1 ebenfalls modifiziert unter Berücksichtigung der Resultate mit dem Testchip MPEC 2.0. Zwar werden weiterhin dynamische Flip-Flops verwendet, aber die Ansteuerung erfolgt mit nur noch einem Taktsignal (Abbildung 3-36) unter Ausnutzung des unterschiedlichen Schaltverhaltens von p- und n-MOS Transistoren. Wichtig ist hierbei eine steile Flanke des Taktsignals und die Verwendung von Pulshöhen, die eine Schwellenspannung über bzw. unter der Spannung liegen, mit der das Flip-Flop betrieben wird. Dies wird von einem ausreichend dimensionierten Buffer geleistet.

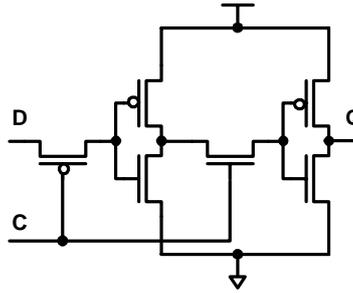


Abbildung 3-36: D-Flip-Flop mit einer Taktleitung (C) [Lin2001]

Die Änderung der Ansteuerung des Zählers führte zu einem höheren Auslesezeitpunkt des Schieberegisters – auf dem Testchip MPEC 2.0 konnte das Register mit bis zu 80 MHz betrieben werden (Abbildung 3-37) – und zu einer besseren Speicherung der Daten (Abbildung 3-38). Der Zähler kann die Informationen nun bis zu 5 s speichern, d. h. es genügen nun Refresh-Raten im Hertz-Bereich.

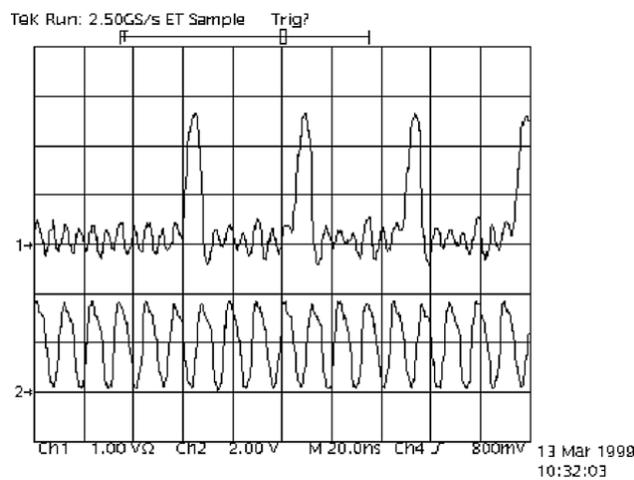


Abbildung 3-37: Taktsignal (unten) und Schieberegisterausgang (oben) des Schieberegisters, gemessen an dem MPEC 2.0 Testchip bei 80 MHz

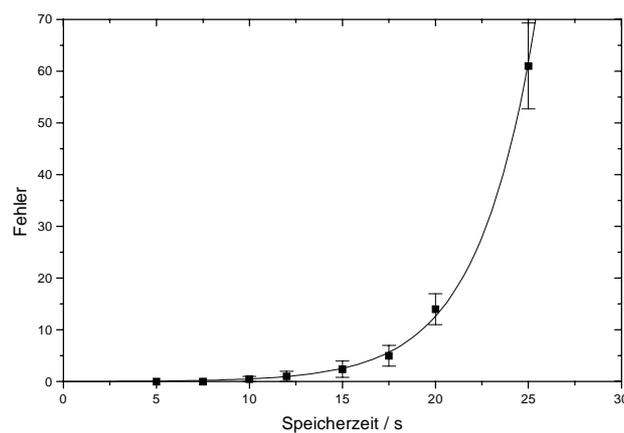


Abbildung 3-38: Fehler in den Zählern in Abhängigkeit der Speicherzeit der Information. Bis zu einer Zeit von 20 s liegt die Fehlerrate unter 1 %.

Eine weitere Neuerung ist Möglichkeit, die beiden Zähler im Pixel unabhängig anzusteuern. Dazu wurden alle Steuersignale doppelt ausgeführt (Abbildung 3-32). So kann man z. B. nur einen Zähler verwenden, wenn man nur eine der beiden Schwellen benutzen möchte und erhält eine Halbierung der Auslesezeit. Eine andere Möglichkeit wäre das Aus-

lesen des einen Zählers während der andere zu einer Messung verwendet wird, was einen Betrieb ohne Totzeit (mit nur einer Schwelle) erlauben würde. Dies ist aber durch die hohe digitale Aktivität während der Auslese des Zählers derzeit nicht möglich.

Die Ausführung der Multiplexer, die hier ebenfalls die gegenüber den Flip-Flops nötigen Überspannungen benötigen, führte leider zu einer sehr kritischen Abhängigkeit ihrer Funktion von den Versorgungsspannungen. Es ist daher nicht möglich, einen Arbeitspunkt zu wählen, bei dem alle Spalten des Chips ausgelesen werden können; auch die maximale Taktrate ist dadurch deutlich eingeschränkt. Bei optimierter Einstellung der Spannungen (die immer nur das Auslesen einzelner Spalten erlaubt) ist eine Taktrate von 50 MHz erreicht worden.

3.5.6 Fensterlogik

Eine wichtige Neuerung ist die Fensterlogik. Nach den Erfahrungen mit dem MPEC 1.D schien es notwendig, das unnötige doppelte Zählen von Treffern zu vermeiden. Problematisch ist dabei, daß die beiden Diskriminatorsignale unterschiedlich lang und zeitverzögert sind (Abbildung 3-39).

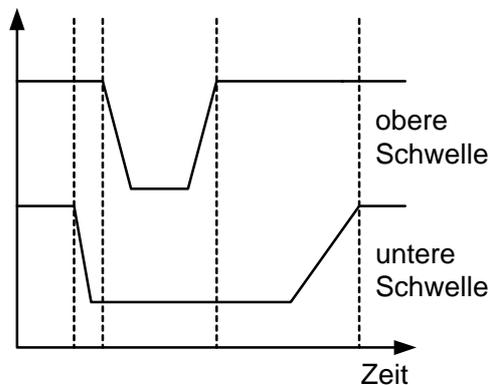


Abbildung 3-39: Zeitlicher Ablauf der beiden Diskriminatorsignale

Eine Realisierungsmöglichkeit ist eine Schaltung, die beide Signale so verlängert und verzögert, daß zu dem Zeitpunkt, an dem der Vergleich durchgeführt wird, sichergestellt wird, daß beide Diskriminatoren geschaltet haben müssen [Krü99]. Der Vergleich erfolgt dann mittels einer einfachen Logikschaltung (Abbildung 3-40)

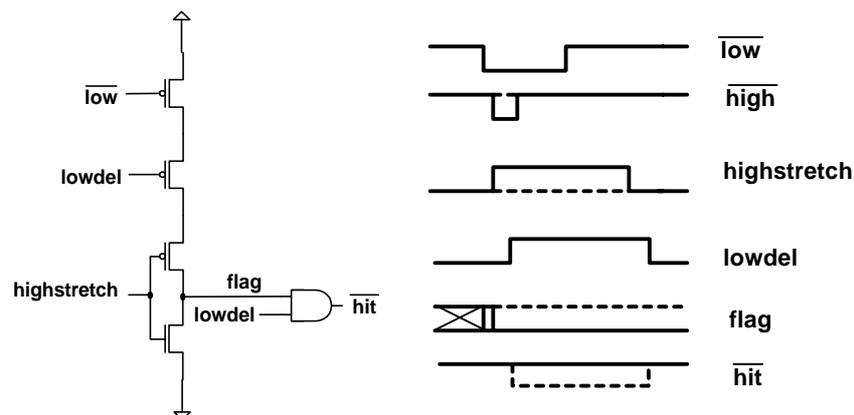


Abbildung 3-40: Fensterlogik und zeitliche Abfolge der Signale. Die gestrichelte Linie zeigt den Verlauf, wenn das Signal nur die untere Schwelle passiert.

Die Funktion der Fensterlogik wird deutlich, wenn man den Schwellenscan in Abbildung 3-41 betrachtet. Sobald die Ladung die untere Schwelle erreicht, werden die Treffer in dem unteren Zähler registriert. Überschreitet die Ladung auch die obere Schwelle, schaltet die Fensterlogik den unteren Zähler ab und die Signale werden ausschließlich in dem oberen

Zähler registriert. Die Summe aus beiden Zählern ergibt dabei immer 100 %, sofern die Ladung über der unteren Schwelle liegt, es gehen also keine Ereignisse verloren.

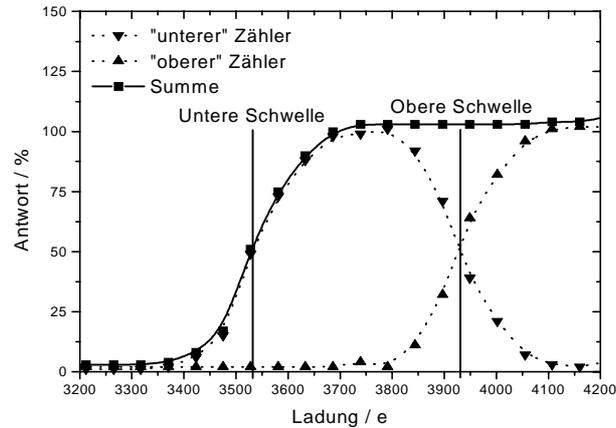


Abbildung 3-41: Schwellenscan mit Fensterlogik. Wird die obere Schwelle erreicht, schaltet die Fensterlogik den unteren Zähler ab und die Treffer werden in dem oberen Zähler registriert. [Lin2001]

3.5.7 Schwellen und Rauschen

Im Unterschied zu den Chips ohne Fensterlogik müssen die Schwellen und das Rauschen hier für beide Schwellen nacheinander gemessen werden, damit sichergestellt ist, daß die Messung nicht durch eine zu niedrige obere Schwelle verfälscht wird.

Abbildung 3-42 zeigt die Schaltschwellen aller 2048 Diskriminatoren des MPEC 2.1. Die Spalte 1 und die Spalten 29 – 32 können nicht ausgelesen werden, daher sind auch die Schwellen dort nicht meßbar. Dies liegt an einer kritischen Ausführung der Multiplexer zum Umschalten zwischen Zählen und Auslesen (siehe Kapitel 3.5.5). Es ist nicht möglich, eine Einstellung zu finden, bei der alle Spalten funktionieren. Sonst gibt es keine Auffälligkeiten, d. h. keine systematischen Variationen, die auf ein Problem im Design hindeuten könnten. Man erkennt die unterschiedlichen Schwellen der beiden Diskriminatoren je Pixel.

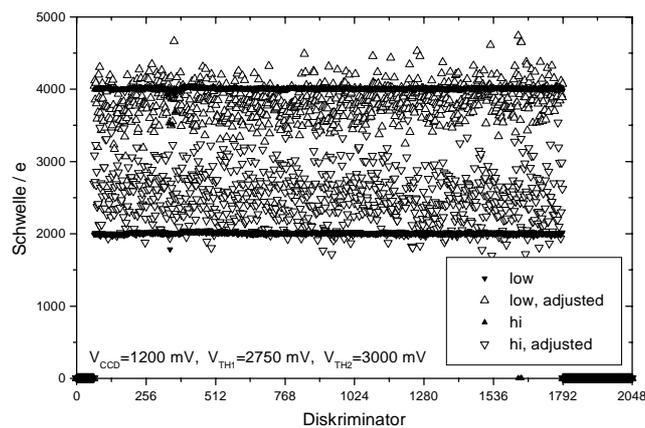


Abbildung 3-42: Schwellen des MPEC 2.1 mit (ausgefüllte Dreiecke) und ohne (offene Dreiecke) Justierung. Die oberen Punkte gehören zu der oberen Schwelle, die unteren zu der unteren. [Lin2001]

Die Verteilung der Schwellen ist in Abbildung 3-43 gezeigt. Man erkennt, wie schmal die Verteilung durch die Justierung der Schaltschwellen wird. Justiert beträgt die Variation der Schwellen aller Zellen des Chips weniger als 25 e. Im Vergleich zu den nicht korrigierten

Schwellen sieht man auch, daß die Verwendung schmaler Energiefenster eine Justierung der Schaltschwellen erfordert.

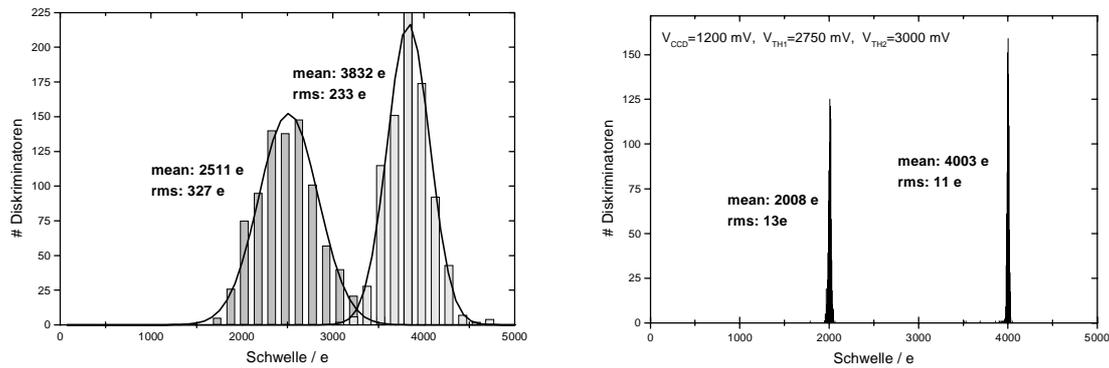


Abbildung 3-43: Verteilung der Schwellen ohne (links) und mit (rechts) Justierung [Lin2001]

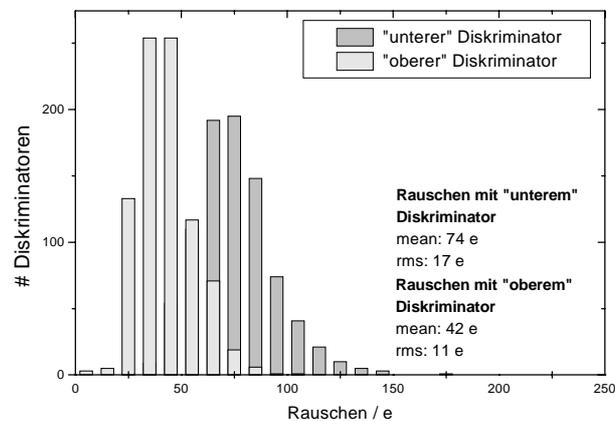


Abbildung 3-44. Rauschen des MPEC 2.1 gemessen mit den beiden Ausleseketten. Mit dem „unteren“ Diskriminator mißt man ein höheres Rauschen [Lin2001]

Das Rauschen ist in Abbildung 3-44 aufgetragen. Hier fällt auf, daß die Rauschwerte in den beiden Ausleseketten sehr unterschiedlich ausfallen, und zwar erhält man mit dem „oberen“ Diskriminator ein Rauschen von 42 e, während der untere einen Wert von 74 e liefert. Ein Einfluß des jeweils anderen Zählers oder Diskriminators – was bei dem MPEC 1.D ein Problem darstellte – scheidet hier als Ursache aus, da immer nur ein Diskriminator angeschaltet ist.

Der einzige Unterschied der beiden Ausleseketten ist, daß sich zwischen „unterem“ Diskriminator und Zähler die Fensterlogik befindet. In der Tat findet man hier ein Problem durch die Verwendung der Stretcher. Bei sehr kleinen Eingangssignalen, die nur knapp oberhalb der Diskriminatorschwelle liegen, ist der Ausgang des Diskriminators so schmal, daß durch die Begrenzung der Abfallzeit des Signals durch den Stretcher dieses nicht mehr die Schaltschwelle der nächsten Stufe (in diesem Fall des Taktgenerators für den Zähler) erreichen kann (Abbildung 3-45, rechts). Dies kann zu Signalverlusten führen und man erhält somit eine „zusätzliche Schwelle“. Diese liefert einen zusätzlichen Rauschbeitrag, der jedoch nichts mit dem Rauschen des Verstärkers zu tun.

Besonders problematisch sind sehr schmale Pulse am Ausgang der Fensterlogik (Abbildung 3-45, Mitte), da diese zu Fehlern im Zähler führen können, wie anhand einer Messung mit einem externen Taktsignal gezeigt wurde. In diesem Fall kann es passieren, daß

nur einzelne Flip-Flops des Zählers schalten und so dieser seine Information verliert. Dieses Problem wurde auf dem MPEC 2.2 behoben.

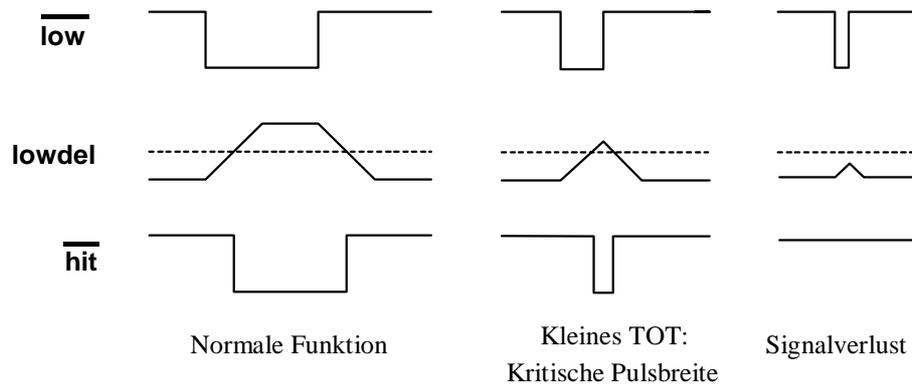


Abbildung 3-45: Probleme durch die Fensterlogik. Die Signalbezeichnungen entsprechen denen von Abbildung 3-40. Hier wird davon ausgegangen, daß nur der untere Diskriminator einen Treffer liefert.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist, daß bei dem MPEC 2.1 die minimal mögliche Schwelle deutlich oberhalb der Erwartung aufgrund des Elektronikrauschens liegt. Hier ist man durch Übersprechen des Digitalteils – vor allem des Zählers – auf den Analogteil limitiert. Die Ausführung der Flip-Flops des Zählers als CMOS Inverter führt nämlich zu Stromspitzen während des Schaltens, die über das Substrat des Chips in den Analogteil einkoppeln können.

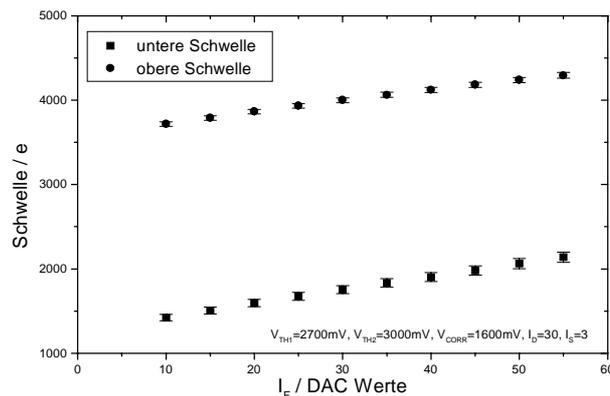


Abbildung 3-46: Schwelle in Abhängigkeit des Rückkoppelstroms des Verstärkers

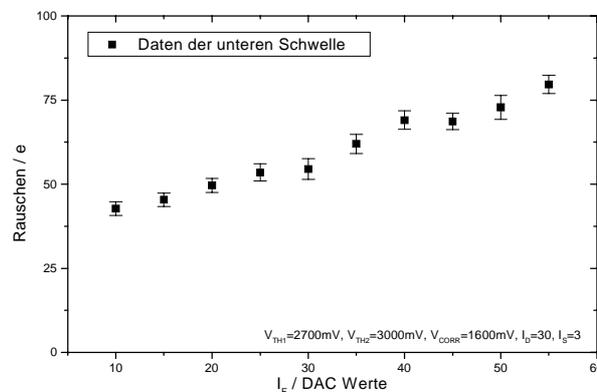


Abbildung 3-47: Rauschen in Abhängigkeit des Rückkoppelstroms des Verstärkers

Bei allen Schwellen- und Rauschmessungen muß man immer beachten, daß die Resultate sehr stark von dem eingestellten Strom I_F im Rückkoppelkreis des Verstärkers abhängen. Der Rückkoppelstrom bewirkt eine Entladung des Eingangs vor Erreichen der maximalen Signalamplitude; je höher der Rückkoppelstrom ist, desto geringer wird die Signalhöhe. Diesen Effekt nennt man auch ballistisches Defizit. Die reduzierte Signalhöhe wirkt bei der Schwellenmessung wie eine höhere Schwelle, so daß man einen Anstieg der Schwelle mit zunehmendem Rückkoppelstrom beobachtet (Abbildung 3-46). Ebenso nimmt das Elektronik-Rauschen mit I_F zu (Abbildung 3-47).

Obwohl ein niedriger Rückkoppelstrom sowohl das Rauschen als auch die Schwelle verringert, muß man ihn an die benötigte Geschwindigkeit des Verstärkers anpassen. Durch den linearen Abfall des Verstärkerausgangs proportional zu I_F nimmt nämlich die Totzeit proportional zu $1/I_F$ ab (Abbildung 3-48). Die Wahl von I_F wird also hauptsächlich davon abhängen, welche Signalhöhe man erwartet und welche Totzeit man sich leisten kann.

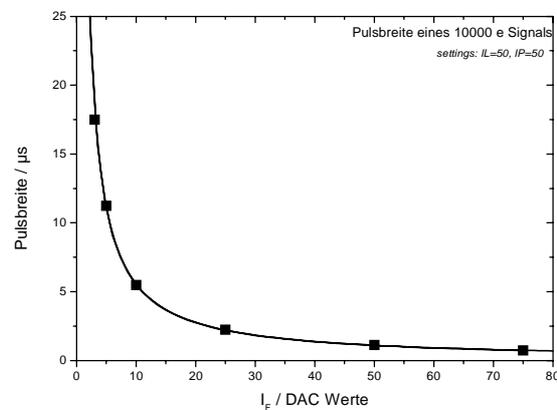


Abbildung 3-48: Pulsbreite des Verstärkerausgangs für ein Eingangssignal von 10000 e in Abhängigkeit des Rückkoppelstroms

3.5.8 Schwelleneinstellung

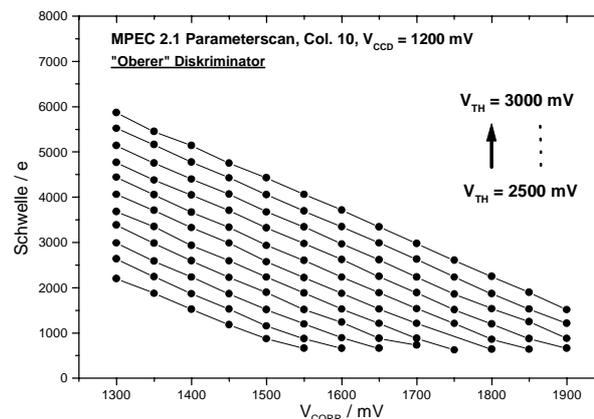


Abbildung 3-49: Abhängigkeit der Schwelle von der Korrekturspannung für verschiedene Schwellenspannungen, gemessen an dem „oberen“ Diskriminator. Die Vergleichsspannung ist auf 1200 mV eingestellt.

Eine entscheidende Bedeutung für den Betrieb des Chips ist die Kenntnis der Abhängigkeit der Schwelle von den verschiedenen Spannungen des Diskriminators. Besonders wichtig ist

dabei die Abhängigkeit von der Korrekturspannung V_{CORR} , die in Abbildung 3-49 für verschiedene Schwellenspannungen V_{TH} gezeigt ist. Man sieht, daß es über einen weiten Bereich der Korrekturspannung einen linearen Zusammenhang gibt. Dies wird bei der Berechnung des Schwellenkorrekturwertes ausgenutzt: kennt man die Schwelle für einen beliebigen Wert von V_{CORR} , kann man mittels der Daten aus Abbildung 3-49 die Änderung von V_{CORR} berechnen, die der nötigen Änderung der Schwelle entspricht.

Anstelle der Schwellenspannung kann man auch die Vergleichsspannung V_{CCD} variieren, um die Schwelle einzustellen. Dies ist in Abbildung 3-50 gemacht worden, wiederum erhält man über einen großen Bereich von V_{CCD} eine lineare Abhängigkeit von V_{CORR} .

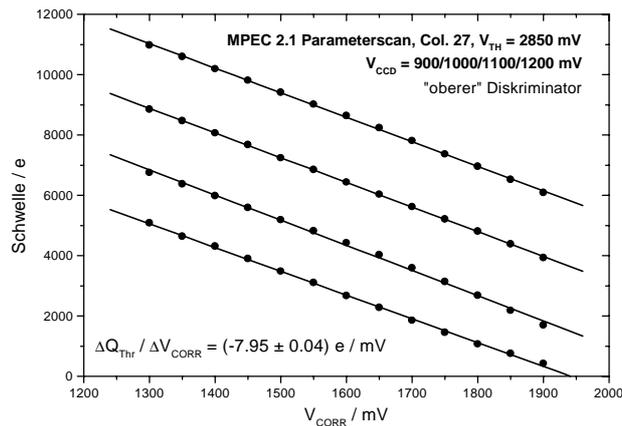


Abbildung 3-50: Abhängigkeit der Schwelle von der Korrekturspannung für verschiedene Vergleichsspannungen, gemessen an dem „oberen“ Diskriminator. Die Schwellenspannung ist auf 2850 mV eingestellt.

Aus Abbildung 3-49 und Abbildung 3-50 kann man die Abhängigkeit der Schwelle von der Schwellenspannung und der Vergleichsspannung extrahieren. Dies ist in Abbildung 3-51 dargestellt. Man erkennt in beiden Fällen einen linearen Zusammenhang. Die Absolutwerte der Schwelle in Abbildung 3-51 sind linear extrapolierte Werte für eine Korrekturspannung von 0 V, d. h. für jeden Wert von V_{CCD} bzw. V_{TH} wurde in Abbildung 3-49 bzw. Abbildung 3-50 die Ordinate abgelesen.

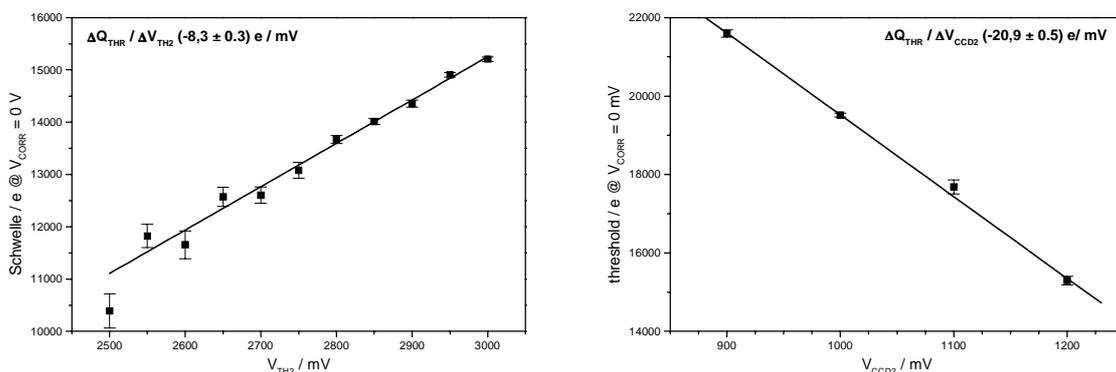


Abbildung 3-51: Änderung der Schwelle mit der Schwellenspannung (links) und der Vergleichsspannung (rechts). Die Schwellenwerte sind linear extrapoliert für eine Korrekturspannung von 0 V.

3.5.9 Schwellendrift

Die dynamische Speicherung der Schwellenkorrekturspannung ermöglicht zwar eine sehr feine Justierung, bringt aber das Problem mit sich, daß die Korrekturspannung nur für eine

gewisse Zeit gespeichert bleibt. Die Hauptursache hierfür ist ein Leckstrom von der Speicherkapazität in den Bulk des Schalttransistors (Abbildung 3-52).

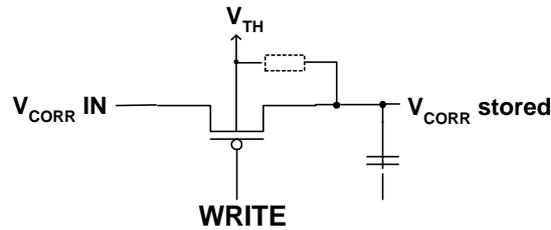


Abbildung 3-52: Leckstrom von der Speicherkapazität in den Bulk des Schalttransistors, symbolisiert durch einen Widerstand.

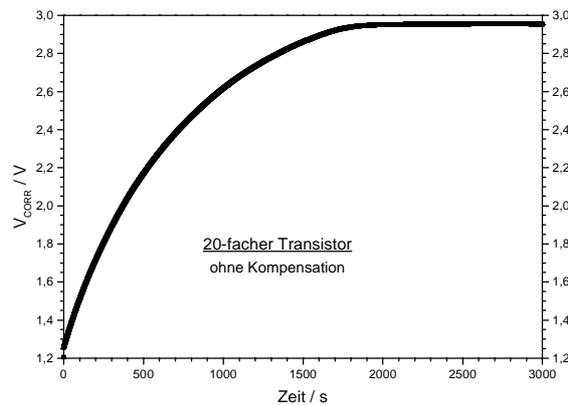


Abbildung 3-53: Drift der Korrekturspannung, mit 20-fach ausgeführtem Schalttransistor

Da die Spannung auf der Speicherkapazität mit der Zeit ansteigt) muß der Leckstrom in den Bulk des Schalttransistors dominieren. Dieser liegt auf dem Potential der Schwellenspannung (also bei etwa 2,5 V bis 3 V). Auf dem Testchip FAUST 11 konnte diese Spannungsdrift direkt gemessen werden, die Korrekturspannung ist hier über einen Buffer nach außen geführt. Der Bulk des Schalttransistors ist hier im Gegensatz zum MPEC an die digitale Versorgung angeschlossen.

Um den Effekt gut sichtbar zu machen, ist zusätzlich ein Schaltungsblock vorhanden, bei dem der Schalttransistor 20-fach ausgeführt wurde; dennoch dauert es länger als eine halbe Stunde, bis die Spannung komplett weggelaufen ist (Abbildung 3-53).

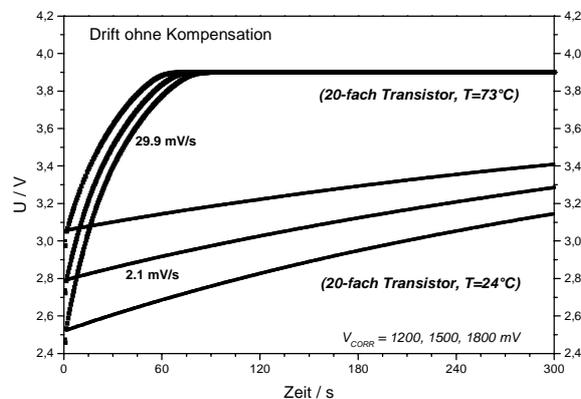


Abbildung 3-54: Drift der Korrekturspannung für verschiedene Temperaturen und Spannungswerte, gemessen am FAUST 11. Dargestellt ist die Spannung hinter dem Ausgangsbuffer.

Die Höhe des Leckstroms von der Kapazität ist dabei sehr stark temperaturabhängig. Dies ist in Abbildung 3-54 für 24°C und 73°C gezeigt, man beobachtet bei der höheren Temperatur eine um einen Faktor 10 schnellere Drift. Die drei Kurven bei jeder Temperatur gehören dabei zu unterschiedlichen Anfangsspannungen.

Um diesen Leckstrom zu reduzieren, wurde auf dem Testchip eine Schaltung realisiert, die den Bulk des Schalttransistors auf das Potential der Korrekturspannung legt (Abbildung 3-55).

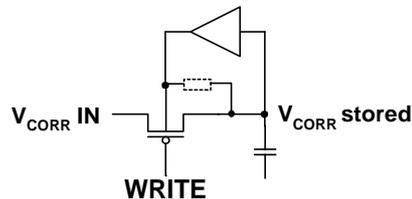


Abbildung 3-55: Prinzip der Driftkompensation

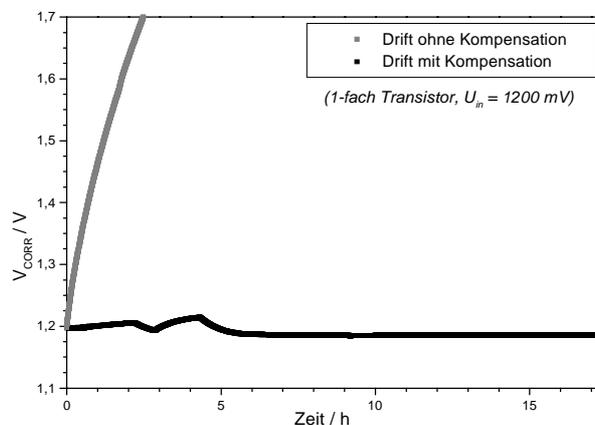


Abbildung 3-56: Drift mit Kompensation (unten) und ohne (oben).

Dieser Buffer wurde als Differenzverstärker realisiert. Da dieser jedoch prinzipiell nicht perfekt arbeitet, sondern am Ausgang ein Offset von einigen 10 mV verbleibt, erwartet man, daß der Leckstrom nicht völlig verschwindet, sondern nur deutlich reduziert ist.

In Abbildung 3-56 ist die Drift ohne Kompensation mit der mit Kompensation verglichen, durch den Buffer bleibt die Spannung auf dem Kondensator innerhalb von fast 20 Stunden nahezu konstant, die Schwankungen im Bereich von 20 mV sind auf äußere Störungen zurückzuführen.

Auffällig ist dabei allerdings der genaue Wert der Spannung, welcher der Spannung, die auf der anderen Seite des sperrenden Schalttransistors angelegt ist, entspricht. Der Zusammenhang ist in Abbildung 3-57 dargestellt. Hier wird während der Messung die Korrekturspannung bei sperrendem Schalttransistor von 1800 mV auf 1500 mV und wieder zurück auf 1800 mV geändert. Die gespeicherte Spannung macht beide Änderungen mit. Dies kann man mit einem Leckstrom durch den sperrenden Schalttransistor erklären. Dieser Leckstrom ist allerdings deutlich geringer als der Leckstrom in den Bulk, da ohne den Buffer, der den Leckstrom in den Bulk kompensiert, die Spannung nach oben wegläuft. Die unterschiedliche Geschwindigkeit der Änderung beim Umschalten (Abbildung 3-57) resultiert wahrscheinlich daraus, daß einmal der Leckstrom durch den Schalter das gleiche Vorzeichen hat wie der verbleibende Leckstrom in den Bulk durch den Offset des Differenzverstärkers und einmal das umgekehrte Vorzeichen.

Am Anfang der Messung sieht man, daß die Korrekturspannung beim Öffnen des Schalters durch die daraus resultierende Ladungsinjektion auf die Kapazität einen kleinen Sprung nach oben macht.

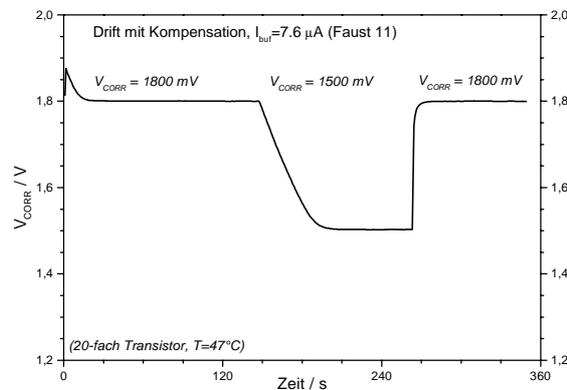


Abbildung 3-57: Drift mit Kompensation und Umschalten von V_{CORR} , gemessen am Testchip mit 20-fachem Schalttransistor bei 47°C

Um den Leckstrom durch den Schalter ebenfalls auszuschließen, wurde auf dem MPEC 2.1 der Schalttransistor doppelt ausgeführt, und das Potential zwischen den beiden Schaltern mittels des Buffers auf das der zu speichernden Spannung gelegt (Abbildung 3-58).

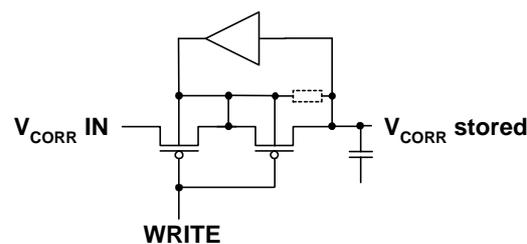


Abbildung 3-58: Leckstromkompensation mit einem Buffer und doppeltem Schalttransistor (MPEC 2.1)

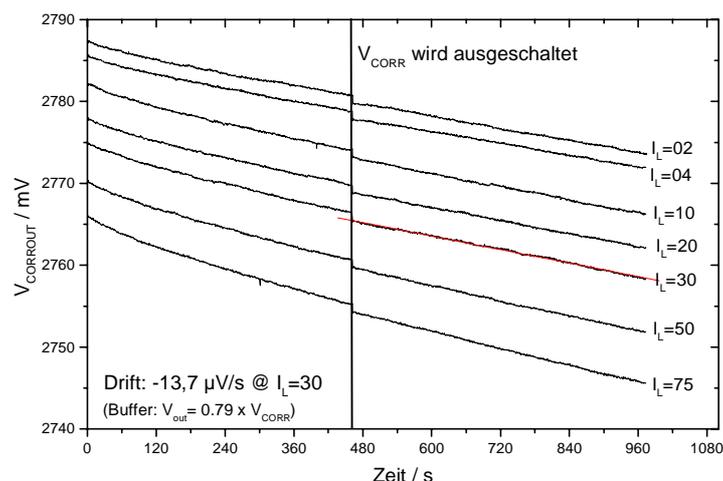


Abbildung 3-59: Drift der Korrekturspannung auf dem MPEC 2.1 für verschiedene Ströme des Differenzverstärkers. Beim Ausschalten der Spannung vor dem Doppelschalter sieht man nur einen minimalen Sprung aufgrund der Ladungsinjektion durch das Schalten. [Lin2001]

Diese Schaltung wurde im MPEC 2.1 erstmals realisiert. Auf einem Testausgang läßt sich die Korrekturspannung messen, die Drift ist in Abbildung 3-59 in Abhängigkeit von dem

Strom des Differenzverstärkers dargestellt. Der Leckstrom von der Kapazität ist nun unabhängig von der Spannung vor dem Schalter und relativ unempfindlich gegenüber den Einstellungen des Differenzverstärkers.

Zum Vergleich der Schwellendrift zwischen unterschiedlichen Chips bietet sich die Umrechnung der Spannungsdrift auf den Leckstrom an, da die Speicherkapazitäten unterschiedlich groß sind. Dies ist in Tabelle 10 zusammengestellt. Mit Buffer und Doppelschalter konnte der Leckstrom um einen Faktor 10 gegenüber dem MPEC 1 reduziert werden.

Tabelle 10: Leckströme mit den verschiedenen Schaltungen

Chip	Kompensationsschaltung	Kapazität	Leckstrom
MPEC 1.D	ohne	4,5 pF	0,25 fA
MPEC 2.1	Buffer + Doppelschalter	1,7 pF / 1,8 pF	0,03 fA

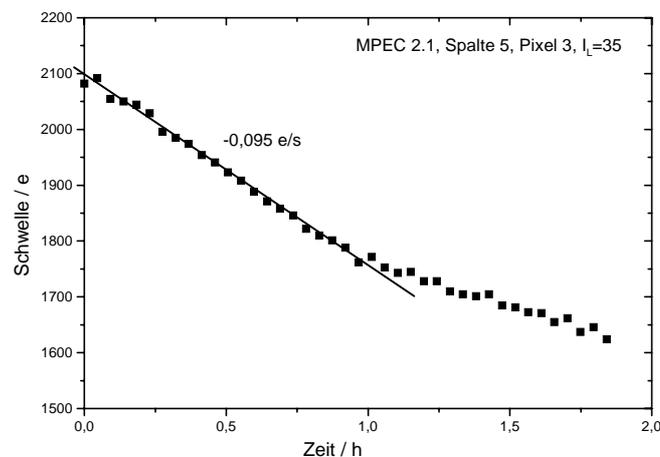


Abbildung 3-60: Schwellendrift eines Pixels am MPEC 2.1 [Lin2001]

Die resultierende Schwellendrift hängt neben dem Leckstrom natürlich auch von der Größe der Speicherkapazität ab. Diese sind im Layout des MPEC 2.1 so groß wie möglich angelegt worden und haben Kapazitäten von $C_1 = 1,7$ pF und $C_2 = 1,8$ pF. Eine direkte Messung der Schwellendrift ist in Abbildung 3-60 gezeigt. Sie beträgt nur noch $0,1$ e / s, d. h. während einer normalen Messung ist ein Refresh der Korrekturspannungen nicht erforderlich.

3.6 MPEC 2.2/2.3

Der MPEC 2.2 ist eine leicht modifizierte Version des MPEC 2.1. Die Größe des Chips sowie die Geometrie der Pixel und der Bump-Bond Pads blieb unverändert für eine völlige Kompatibilität mit den bisher entwickelten Sensoren. Die wesentlichen Änderungen sollen kurz aufgeführt werden:

- Modifikation des Multiplexer für die Auslese des Zählers
- Ersetzung der Fensterlogik
- Einführung eines Pulsgenerators
- Reduzierung des Digital-Analog Übersprechens
- (Behebung kleinerer Designfehler)

Aufgrund eines Herstellungsfehlers war der Analogteil des MPEC 2.2 nicht funktionsfähig, daher wurde eine weitere Submission mit der Typenbezeichnung MPEC 2.3 nötig.

3.6.1 Pulsgenerator

Der Pulsgenerator muß mehrere Aufgaben erfüllen. Zum einen soll er verhindern, daß ein Puls eine gewisse Mindestbreite unterschreitet, weil dies zu Problemen im Zähler führen kann. Daher muß er auch garantieren, daß der nächste Puls erst mit einer gewissen Verzögerung erlaubt ist, da sonst wiederum ein zu kurzer Puls für den Zähler entsteht. Zusätzlich muß er dafür sorgen, daß die resultierenden Signale mit einer Fensterlogik vergleichbar werden, d. h. er muß die Signale der beiden Komparatoren synchronisieren.

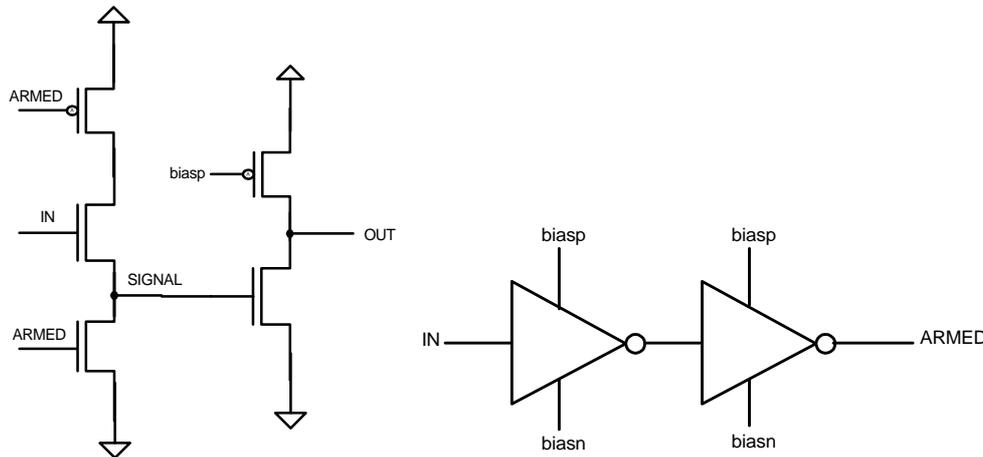


Abbildung 3-61: Schaltplan des Pulsgenerators. Der Block rechts bewirkt im wesentlichen eine Verzögerung des IN Signals.

Der Schaltplan des Pulsgenerators ist in Abbildung 3-61 gezeigt. Das Funktionsprinzip beruht darauf, daß der Eingang (also der Diskriminatorausgang) nicht einfach nur mit einem Stretcher verlängert wird, sondern eine definierte Breite erhält.

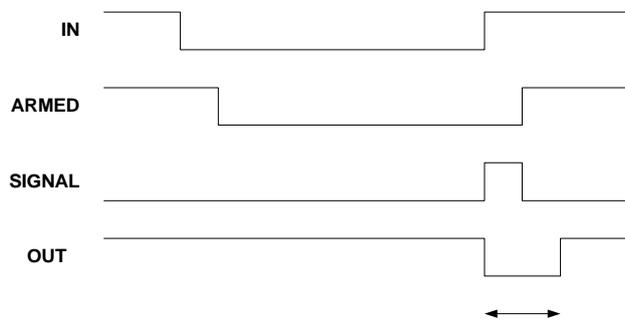


Abbildung 3-62: Zeitlicher Verlauf der Signale des Pulsgenerators. Erst wenn der Komparator in den Ausgangszustand zurückgekehrt ist, schaltet der Pulsgenerator den Treffer durch.

Im Ruhezustand ist das Signal auf „0“, da die Leitung ARMED auf „1“ liegt. In diesem Zustand bewirkt eine Änderung des Eingangs keine Änderung des Ausgangs. Erst wenn der Eingang eine gewisse Zeit auf „0“ liegt, wechselt ARMED ebenfalls auf „0“ und die Schaltung wird jetzt sensitiv auf das erneute Umschalten des Eingangs. Geht dieser nun wieder in den Ruhezustand, wechselt das Signal auf „1“ (siehe Abbildung 3-62). Dieser kurze Puls wird dann mittels eines Stretchers auf eine definierte Länge gebracht.

Eine schöne Eigenschaft der Schaltung ist, daß sowohl ein Wechsel von IN als auch von ARMED nötig sind, um ein Ausgangssignal zu erzeugen. Die kann man nutzen, beide Ausleseketten des MPEC zu synchronisieren, indem man den einen Diskriminator verwendet, um das ARMED Signal zu erzeugen und den anderen zum synchronisieren (Abbildung 3-63).

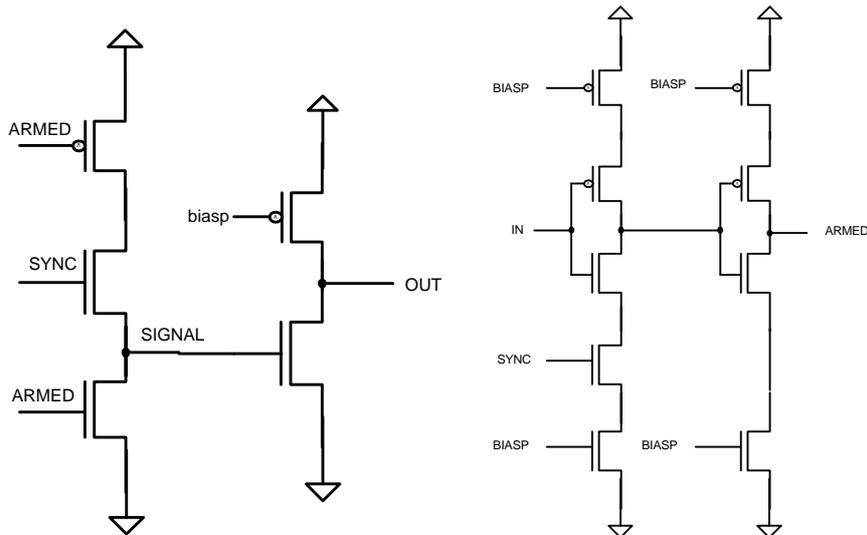


Abbildung 3-63: Pulsgenerator mit Synchronisationseingang. Der Diskriminator für die obere Schwelle wird an den Eingang IN angeschlossen, der für die untere Schwelle dient der Synchronisation (SYNC)

Da beide Pulsgeneratoren ihr Signal nun zur gleichen Zeit liefern, kann man die Fensterlogik nun durch eine einfache logische Schaltung (Abbildung 3-64) realisieren.

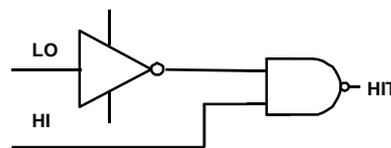


Abbildung 3-64: Fensterlogik

Im Detail ist auch die Fensterlogik etwas komplizierter aufgebaut, da man unerwünschte Querströme in dem Inverter und dem NAND Gatter aufgrund der langsamen Anstiegszeiten der Ausgänge der Pulsgeneratoren vermeiden möchte. Dazu wurden beide mit Stromquellen versehen, die den maximalen Stromfluß limitieren (Abbildung 3-65).

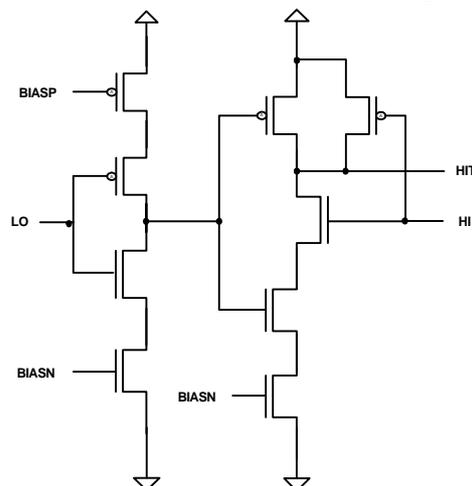


Abbildung 3-65: Transistorschaltplan der Fensterlogik

Die zeitliche Abfolge der Signale der gesamten MPEC Ausleseketten für ein Signal über der oberen Schwelle ist in Abbildung 3-66 gezeigt. Man erkennt sehr gut die gleichzeitige Antwort der Pulsgeneratoren. Der Puls der oberen Schwelle wird dabei etwas stärker gedehnt, um die Fensterlogik unkritisch zu gestalten. Diese schaltet in dem Beispiel hier keinen Puls an den „unteren“ Zähler (Clock1) durch, da das Signal über der oberen Schwelle liegt und dort

(Clock2) gezählt wird. Die Abgriffe „Clock1“ und „Clock2“ befinden sich in Abbildung 3-69 direkt nach dem ersten Inverter des Taktgenerators.

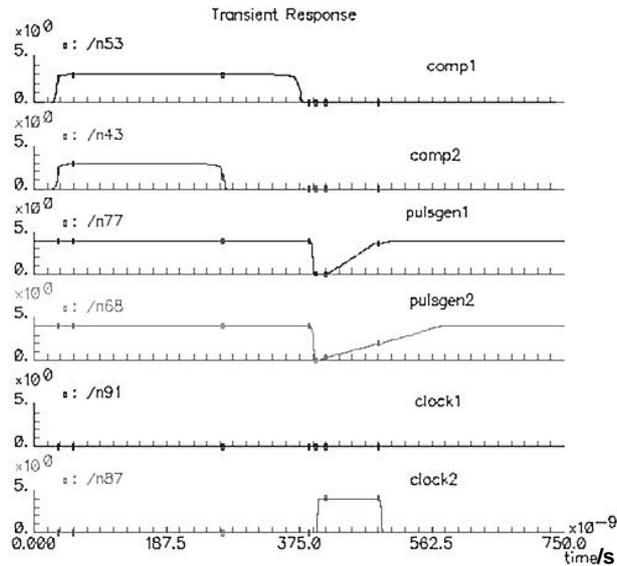


Abbildung 3-66: Zeitliche Abfolge der Signale hinter den beiden Diskriminatoren, den Pulsgeneratoren und nach dem Inverter des Taktgenerator für den Zähler (Simulation mit Cadence). Beachtenswert ist der identische Schaltzeitpunkt der Pulsgeneratoren. Der Puls für die obere Schwelle (Pulsgen2) wird etwas mehr verlängert, um die Funktion der Fensterlogik zu garantieren.

3.6.2 Zähler

Die wichtigste Änderung war hier die Optimierung des kritischen Multiplexer-Designs. Das Problem resultierte aus der seriellen Schaltung von mehreren mit einem einfachen Transistor realisierten Transfergates. In dem neuen Design werden die Signale vor und nach dem Multiplexer gebuffert. Mit dieser Schaltung funktionieren nun alle Spalten.

Des weiteren galt es, das Digital-Analog Übersprechen zu minimieren. Dazu wurden die Spannungsniveaus des Zählers modifiziert. Wurde bislang der Zähler mit der digitalen Versorgung betrieben und der Taktgenerator mit einer „Überspannung“, liegt jetzt der Taktgenerator auf der digitalen Versorgung und der Zähler wird mit einer niedrigeren Spannung betrieben. Entsprechend liegt die Masse des Zählers nun um ca. 1 V über dem des Digitalteils. So kann der Zähler mit einer geringeren Spannung als bisher betrieben werden, so daß die Spannungsspitzen durch den Digitalteil verringert werden.

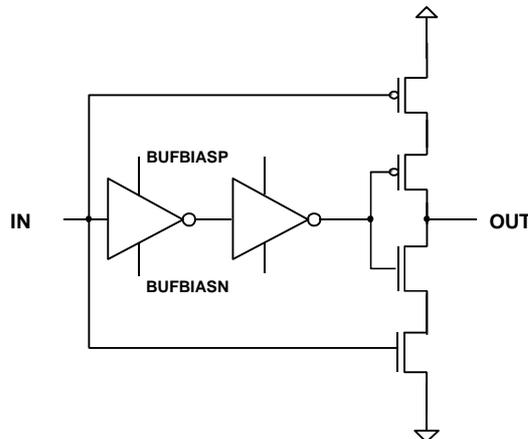


Abbildung 3-67: Taktgenerator für den Zähler. Die Transistoren der Ausgangsstufe werden nacheinander geschaltet, um Querströme zu vermeiden

Eine weitere Veränderung betrifft den Taktgenerator für den Zähler. Da hier große Ströme fließen müssen, um die Gate-Kapazitäten der Zähler-Flip-Flops schnell schalten zu können, soll ein unnötiger Querstrom verhindert werden. Dazu wird die Ausgangsstufe mit zwei Transistoren realisiert, die nacheinander geschaltet werden (Abbildung 3-67).

Ein weiteres behobenes Problem resultierte aus dem Refresh des Zählers. Dieser bereitet Probleme, wenn der Refreshpuls während der Bearbeitung eines realen Treffers gegeben wurde, da bei dem Umschalten zwischen Diskriminator und externem Takt ein für den Zähler zu schmaler Puls entstehen kann (Abbildung 3-68, rechts, durchgezogene Linie) [Krü2000]. Daher wurde eine Schaltung eingeführt, die das Umschalten des Multiplexers während der Bearbeitung eines Treffers verhindert (Abbildung 3-68, links). Dies war mit nur einem Transistor möglich.

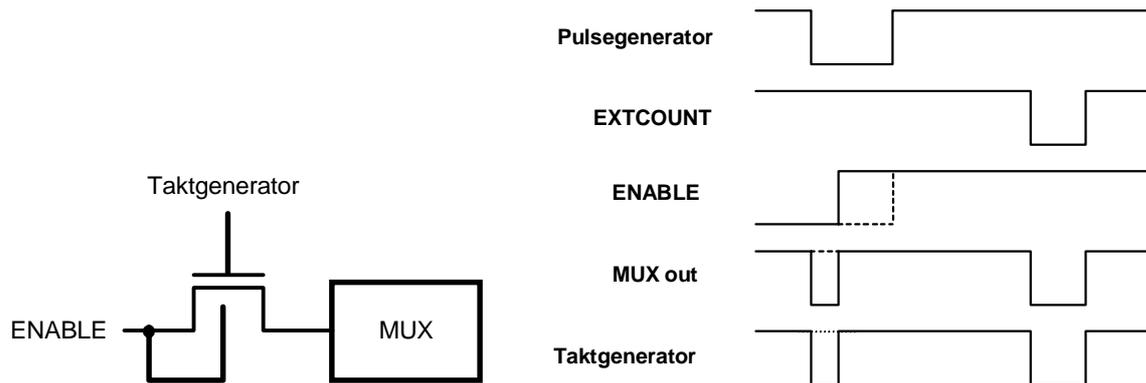


Abbildung 3-68: Schaltung zur korrekten Verarbeitung der Treffer während eines Refreshpulses für den Zähler (links) und zeitlicher Verlauf des Refresh-Signals während einem Treffer (rechts). Die gestrichelte Linie zeigt den Verlauf mit der neuen Schaltung.

3.6.3 Pixel

Eine Übersicht über die veränderte Pixelzelle zeigt das Blockschaltbild in Abbildung 3-69. Der Pulsgenerator wurde direkt nach dem Diskriminator eingefügt.

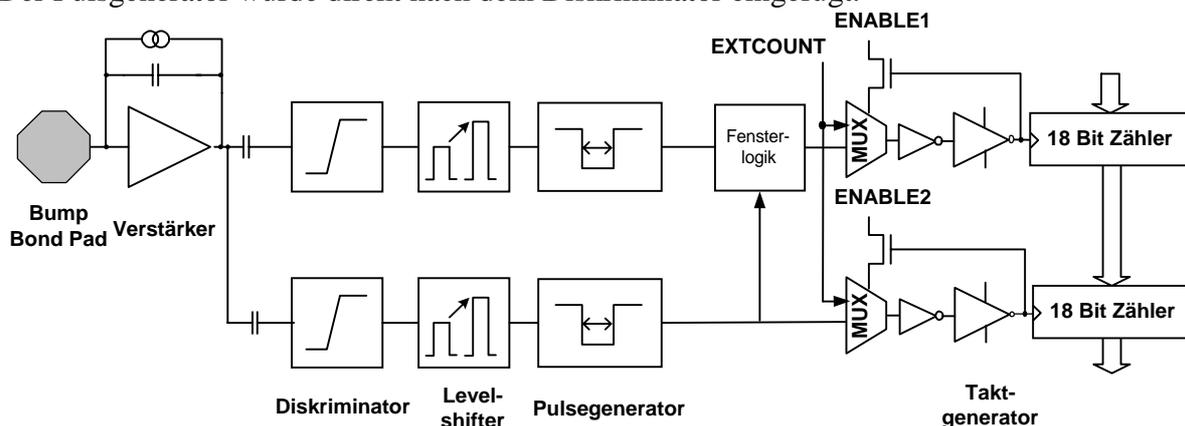


Abbildung 3-69: Pixel-Blockschaltbild des MPEC 2.3

Weitere Modifikationen im Digitalteil betreffen das Layout; hier wurde versucht, sowohl die Abschirmung in Richtung Sensor durch eine bessere Abdeckung mit Metall 2 zu optimieren, als auch durch die Einführung von Guardringen um den Analogteil das Digital-Analog-Übersprechen durch das Substrat zu reduzieren. Der modifizierte Pixel des MPEC 2.2 ist in Abbildung 3-70 gezeigt. Im Vergleich mit Abbildung 3-33 erkennt man unter den Kondensatoren zur Speicherung der Schwellenkorrekturspannung die zusätzlichen Guardringe (n-Wannen) und ober- und unterhalb des Bondpads die modifizierte Metall2-Abschirmung des Zählers.

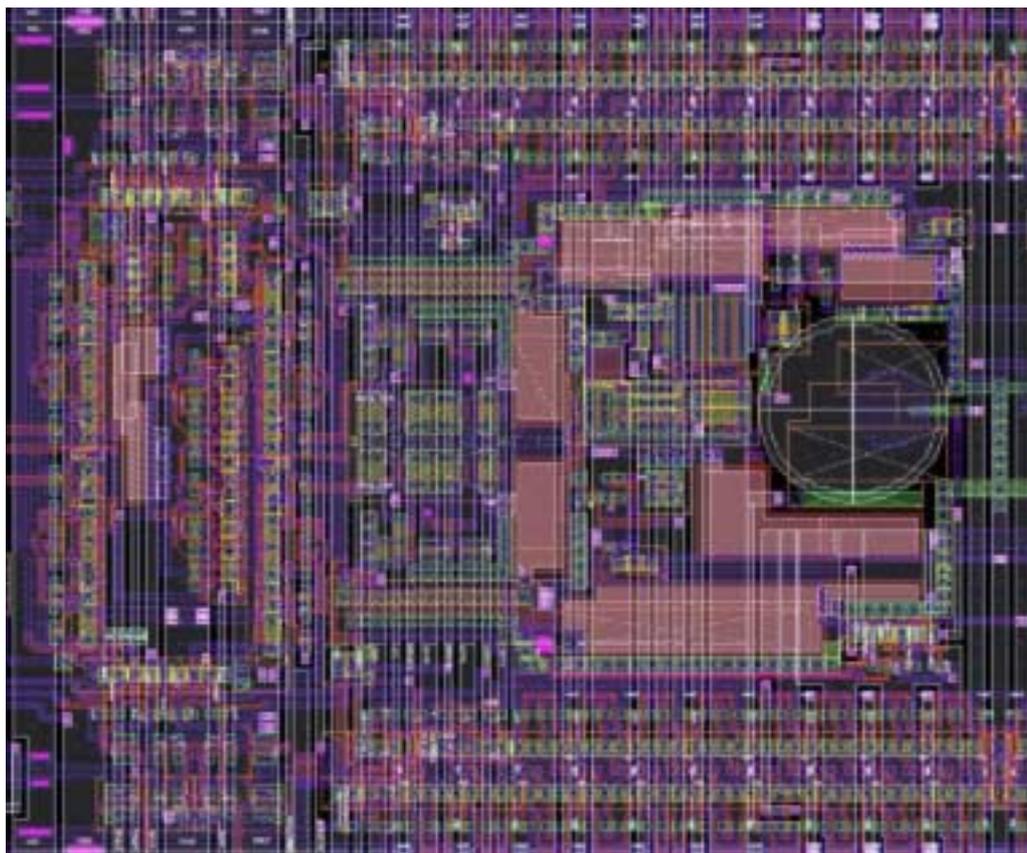


Abbildung 3-70: Pixel Layout des MPEC 2.2

3.7 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde aus dem Prototypen eines Pixel Auslesechips mit rechteckiger Geometrie (MPEC 1.1) ein für die Röntgenbildgebung nutzbarer Auslesechip mit quadratischen Pixeln und 18 Bit Dynamik entwickelt (MPEC 2.1). Die Neugestaltung der Pixelform wurde zunächst auf einem Testchip mit nur 256 Pixeln (MPEC 2.0) durchgeführt. Dieser Testchip wurde ebenfalls zur Optimierung der Zähler eingesetzt.

Des weiteren wurde eine neue Methode der Energiefensterung erstmals auf einem zählenden Pixelchip realisiert (MPEC 1.D), die völlig neue Möglichkeiten in der Radiologie zur Verfügung stellt. In der ersten Version wurde die Ausleseketten durch zusammenfügen zweier Pixel verdoppelt, so daß Ereignisse mit Energien über der oberen Schwelle doppelt gezählt wurden. Da dies zu einem erhöhten Digital-Analog-Übersprechen führte, wurde auf den folgenden Chips eine Fensterlogik eingebaut. Aufgrund der ungünstigen Pixelgeometrie von $433,4 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ des MPEC 1.D wurde auf einen Betrieb mit Sensoren verzichtet.

Der MPEC 2.1 hatte als erster Chip sowohl quadratische Pixel als auch die Energiefensterung. Die Leistung der Elektronik dieses Chips ist sehr gut und überzeugt durch niedriges Rauschen, verschwindende Schwellenvariation, sehr niedrige Refreshraten der dynamischen Logik und schnelle Datenauslese. Die Methode, Röntgenquanten zu zählen, überzeugt durch einen sehr großen dynamischen Bereich von 18 Bit (durch Mehrfachauslese während der Messung unendlich erweiterbar) und durch das prinzipielle Vermeiden von Rauschtreffern durch Setzen einer Energieschwelle. Kleinere Fehler dieses Chips wurden auf dem MPEC 2.2/2.3 behoben.

Die problematischen Punkte der hier entwickelten Chips sind zum einen das Digital-Analog-Übersprechen, das sich durch den Übergang von der rechteckigen auf die quadratische Geometrie deutlich erhöht hat. Hier zeigt sich auch die starke Limitierung durch die

verwendete Technologie mit nur zwei Metallagen, die keine perfekte Abschirmung der digitalen Signale erlaubt. Der andere kritische Punkt ist die fehlende Strahlenhärte des Chips, die allerdings bei medizinischen Anwendungen aufgrund der geringen Dosis keine Rolle spielt. Auch dies ist ein technologiebedingtes Problem.

Eine zukünftige Weiterentwicklung der Ausleseelektronik müßte aus diesen Gründen in einer Technologie mit mehreren Metallagen durchgeführt werden, wie z. B. den aktuellen 0,25 μm Prozessen. Diese bieten obendrein eine inhärente Strahlenhärte. Dies würde allerdings eine komplette Neuentwicklung der Elektronik erfordern.

4 HALBLEITERMATERIALIEN ALS RÖNTGENSENSOREN

In diesem Kapitel sollen die für den Einsatz in hybriden Pixeldetektoren wichtigsten Halbleiter beschrieben werden. Dazu werden zuerst die physikalischen Grundlagen von Halbleitern erörtert, sofern sie für deren Einsatz in Detektoren relevant sind. Anschließend wird auf die verschiedenen Varianten von Halbleiterdetektoren wie Dioden oder ohmsche Detektoren eingegangen und es werden für die Anwendung wichtige Eigenschaften wie Signalentstehung und Ladungssammlung diskutiert.

Darauf aufbauend werden dann die Besonderheiten der Sensormaterialien Silizium, Galliumarsenid und Cadmiumtellurid erläutert und ihre Eignung für die Röntgenbildgebung anhand eigener Messungen mit dem MPEC-Röntgenchip diskutiert.

4.1 Halbleitereigenschaften

Hier sollen die wichtigsten Halbleitereigenschaften beschrieben werden, soweit sie für das Verständnis der Halbleiterdetektoren wichtig sind.

4.1.1 Bandstruktur in Festkörpern

Ein einzelnes Atom besitzt diskrete Energieniveaus; bringt man nun aber viele Atome zu einem Festkörper zusammen, spalten sich die Niveaus der Valenzelektronen auf, da sich durch die elektromagnetische Wechselwirkung gemeinsame Energiezustände (der Elektronen) ausbilden, die aber wegen des Pauliprinzips alle eine unterschiedliche Energie haben müssen. Aufgrund der großen Anzahl der Atome im Festkörper unterscheiden sich diese Energien so wenig, daß die Elektronen aufgrund ihrer thermischen Energie ungehindert zwischen ihnen wechseln können. Man sagt deshalb, diese Energiezustände bilden ein Band.

Man unterscheidet nun zwischen dem Valenzband, das sich aus dem höchsten besetzten Energieniveau der Atome bildet, und dem Leitungsband, welches aus den nächst höheren, im Grundzustand nicht besetzten Niveaus entsteht. Das Gebiet dazwischen nennt man die Bandlücke.

Die Größe der Bandlücke ist nun entscheidend für das elektrische Verhalten des Festkörpers: beträgt sie mehrere Elektronenvolt, spricht man von einem Isolator, im Bereich von einem Elektronenvolt von einem Halbleiter und von einem Leiter, wenn sich die Bänder überlagern.

Nicht nur die Bandlücke, sondern auch der Verlauf der Energiebänder hat Einfluß auf die elektrischen Eigenschaften des Materials. Energiebänder werden im Raum des reziproken Gitters dargestellt, also in Abhängigkeit des Wellenzahlvektors \vec{k} der Elektronen, der über $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ mit dem Impuls zusammenhängt. Man beschränkt sich dabei auf die erste Brillouin-Zone, welche die Elementarzelle des reziproken Gitters darstellt [Kop93]. Die Abbildung 4-1 zeigt die Bandstrukturen von Silizium und Galliumarsenid. Man erkennt, daß sich bei GaAs im Gegensatz zu Si das Maximum des Valenzbandes im k -Raum direkt unter dem Minimum des Leitungsbandes befindet und differenziert entsprechend zwischen direktem und indirektem Halbleiter, ein Unterschied, der vor allem bei Leuchtdioden relevant ist: bei direkten Halbleitern sind Rekombinationen (mit Photonabgabe) möglich ohne Impulsänderung des Elektrons, wohingegen bei indirekten Halbleitern zur Erhaltung des Gesamtimpulses ein

Impulsübertrag auf ein Gitteratom in Form eines Phonons erfolgen muß, so daß die Übergangswahrscheinlichkeit drastisch reduziert wird.

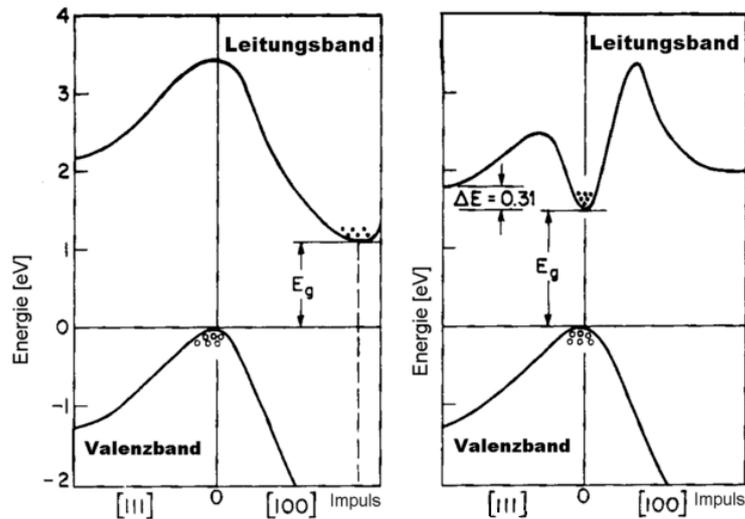


Abbildung 4-1: Bandstruktur von Si (links) und GaAs (rechts) [Sze85]

Eine weitere Besonderheit der GaAs-Bandstruktur in Abbildung 4-1 ist die Existenz eines zweiten Leitungsbandminimums. Da die Energiedifferenz zwischen dem globalen Minimum und dem zweiten Minimum nur 0,31 eV beträgt, können bei hohen Feldstärken Elektronen in das energetisch höher gelegene Minimum wechseln.

Die Krümmung der Energiebänder bestimmt die effektive Masse m^* der Ladungsträger. Sie ist um so kleiner, je größer die Krümmung des Energiebandes ist. Anhand Abbildung 4-1 erwartet man somit für GaAs unterschiedliche effektive Massen in beiden Energieminima.

Um nun die Driftgeschwindigkeit v_D eines Elektrons zu berechnen, setzt man den aus dem elektrischen Feld E während dem freien Driften zwischen zwei Stößen aufgenommenen Impuls gleich dem Impuls des Elektrons

$$-eE\tau_D = m_n^* v_D, \quad (4-102)$$

wobei τ_D die freie Driftzeit bezeichnet, und erhält

$$v_D = -\frac{e\tau_D}{m_n^*} E = -\mu_n E. \quad (4-103)$$

Dabei wurde die Beweglichkeit μ eingeführt.

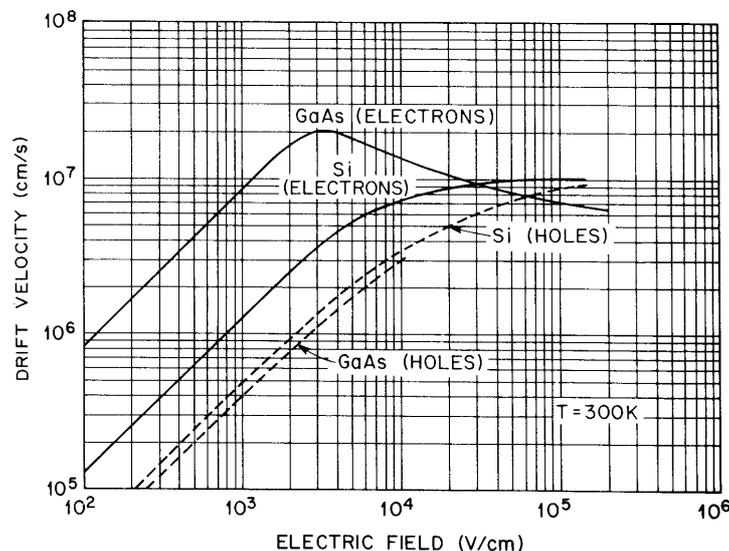


Abbildung 4-2: Feldabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit in Si und GaAs [Sze85]

Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von dem elektrischen Feld ist in Abbildung 4-2 gezeigt. Für Silizium steigt die Driftgeschwindigkeit entsprechend Gleichung (4-103) linear an, bis eine Sättigung erreicht ist. Bei GaAs hingegen wechseln bei höherem Feld die Elektronen in das höher gelegene Minimum im Leitungsband. Da dort die effektive Masse aufgrund der geringeren Bandkrümmung (Abbildung 4-1) größer ist, sinkt die Beweglichkeit und damit die Driftgeschwindigkeit. Dieses Phänomen nennt man Gunn-Effekt.

Eine weitere wichtige Größe ist die thermische Geschwindigkeit der Elektronen im Leitungsband, die sich aus der Annahme, daß die kinetische Energie der Ladungsträger gleich der thermischen Energie ist zu

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m_n^*}} \quad (4-104)$$

berechnet. Sie beschreibt eine ungerichtete Bewegung der Ladungsträger. k bezeichnet hier wie üblich die Boltzmann Konstante und T die Temperatur.

4.1.2 Intrinsische Halbleiter, Dotierung und Fermienergie

Ein **intrinsischer Halbleiter** ist dadurch definiert, daß er nur wenig Verunreinigungen im Vergleich zu den thermisch generierten Elektronen und Löchern enthält. Möchte man die Elektronendichte

$$n = \int_{E_L}^{E_{L,top}} N(E)F(E)dE \quad (4-105)$$

im Leitungsband (E_L bezeichnet dabei die Unterkante, $E_{L,top}$ die Oberkante des Leitungsbandes) eines intrinsischen Halbleiters berechnen, benötigt man die Zustandsdichte der Energieniveaus in einem Energieband [Sze85]

$$N(E) = 4\pi \left(\frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E} \quad (4-106)$$

und die Besetzungswahrscheinlichkeit dieser Energieniveaus mit Elektronen, die durch die Fermi-Dirac-Verteilung

$$F(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{kT}}} \approx e^{-\frac{E-E_F}{kT}} \quad (4-107)$$

mit der Fermienergie E_F gegeben ist. Diese ist die Energie, bei der die Besetzungswahrscheinlichkeit eines Zustandes exakt $\frac{1}{2}$ ist, oder mit anderen Worten, bis zu der bei $T = 0$ K alle Zustände besetzt sind. Für $(E-E_F) > 3kT$ kann die in (4-107) angegebene Näherung verwendet werden. Mit dieser kann (4-105) integriert werden und man erhält

$$n = N_L e^{-\frac{E_L-E_F}{kT}}, \quad (4-108)$$

mit der Zustandsdichte im Leitungsband N_L

$$N_L = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (4-109)$$

Ein entsprechendes Vorgehen für das Valenzband führt zu

$$p = (1 - F)N_V = N_V e^{-\frac{E_F-E_V}{kT}} \quad (4-110)$$

mit der Energie des Valenzbandes E_V und der Zustandsdichte im Valenzband

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (4-111)$$

Für den intrinsischen Halbleiter berechnet sich nun mit der Neutralitätsbedingung $n = p$ die intrinsische Fermienergie zu

$$E_{F,\text{int}} = \frac{1}{2}(E_L + E_V) + \frac{1}{2}kT \ln\left(\frac{N_V}{N_L}\right). \quad (4-112)$$

Bei Raumtemperatur ist der zweite Term vernachlässigbar und die Fermienergie liegt in etwa in der Mitte der Bandlücke.

Die intrinsische Ladungsträgerkonzentration n_i berechnet sich nun aus

$$np = n_i^2 \quad (4-113)$$

zu

$$n_i^2 = N_L N_V e^{-\frac{E_L - E_V}{kT}} \quad (4-114)$$

und hängt somit von der Bandlücke

$$E_{\text{gap}} = E_L - E_V \quad (4-115)$$

ab. Gleichung (4-113) gilt dabei auch im extrinsischen Fall [Sze85]. Zahlenwerte für die wichtigsten Halbleiter sind in Tabelle 11 (Kapitel 4.1.4) aufgeführt.

Meistens hat man es nicht mit einem reinen Halbleitermaterial zu tun, sondern es sind noch Akzeptoren oder Donatoren in dem Material vorhanden, die entweder aus einer bewußten Dotierung oder aus Verunreinigungen des Materials stammen.

Die Anzahl der ionisierten Donatoren in Abhängigkeit von der Lage der Energieniveaus berechnet sich wieder mittels der Fermi-Dirac Verteilung (4-107) zu

$$N_{D^+} = N_D \frac{1}{1 + \frac{1}{g} e^{\frac{E_D - E_F}{kT}}} \approx N_D e^{-\frac{E_D - E_F}{kT}} \quad \text{mit } g = 2, \quad (4-116)$$

die der ionisierten Akzeptoren zu

$$N_{A^-} = N_A \frac{1}{1 + g e^{\frac{E_A - E_F}{kT}}} \approx N_A e^{-\frac{E_F - E_A}{kT}} \quad \text{mit } g = 4. \quad (4-117)$$

Hier beschreibt der Degenerationsfaktor g die Abweichung von der Fermiverteilung durch gegenseitige elektrostatische Beeinflussung der Elektronen [Schl90] und die Möglichkeit, daß Elektronen verschiedenen Spins einen Zustand besetzen [Sze81].

Man unterscheidet zwischen flachen, nur einige zehn meV von dem Valenz- bzw. Leitungsband entfernt liegenden, und tiefen Akzeptoren/Donatoren, die ungefähr in der Mitte der Bandlücke liegen. Je nachdem, ob insgesamt die Donatoren oder Akzeptoren überwiegen, spricht man von einem n- oder p-Typ Halbleiter.

Die Ladungsträgerdichten berechnen sich nun mit der Neutralitätsbedingung

$$n + \sum N_A^- = p + \sum N_D^+ \quad (4-118)$$

und (4-113) zu

$$n_n = \frac{1}{2} \left(N_D - N_A + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2} \right) \quad (4-119)$$

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n}$$

Der an n bzw. p angehängte Index „n“ drückt aus, daß es sich um eine Konzentration in einem n-Halbleiter handelt. Da hier n viel größer ist als p , bezeichnet man die Elektronen auch als Majoritätsladungsträger und die Löcher als Minoritätsladungsträger. In den meisten Betrachtungen kann man daher die Vorgänge im Valenzband vernachlässigen [Schl90].

Bei dotierten Halbleitern liegt das Fermi-Niveau nicht mehr in der Mitte der Bandlücke, man spricht daher auch von **extrinsischen Halbleitern**. Hat man nur eine Sorte von Dotierung, also z. B. nur flache Donatoren, kann man diese als vollständig ionisiert annehmen und erhält mit $n = N_D$ und (4-108)

$$E_F = E_L - kT \ln \left(\frac{N_L}{N_D} \right), \quad (4-120)$$

je höher also die Dotierung mit Donatoren, desto näher liegt das Fermi-Niveau an dem Leitungsband.

4.1.3 Ladungstransport

In den folgenden Kapiteln sollen die wichtigsten physikalischen Prozesse und Begriffe zur Beschreibung der Bewegung der Elektronen und Löcher durch den Halbleiter sowie deren paarweise Erzeugung und Vernichtung erläutert werden.

4.1.3.1 Generation, Rekombination und Ladungsträgereinfang

Die Ladungsträgerkonzentrationen in einem Halbleiter sind nicht statisch, sondern ändern sich durch Generation, Rekombination und Ladungsträgereinfang (engl.: *trapping*) und bilden so ein dynamisches Gleichgewicht. Im folgenden sollen nun diese drei Prozesse näher beleuchtet werden.

Unter Generation versteht man die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares im Halbleiter. Dabei wird ein Elektron entweder durch thermische Energie oder durch äußere Energiezufuhr (Photonen oder Röntgenstrahlung) aus dem Valenzband in das Leitungsband angeregt (Abbildung 4-3).

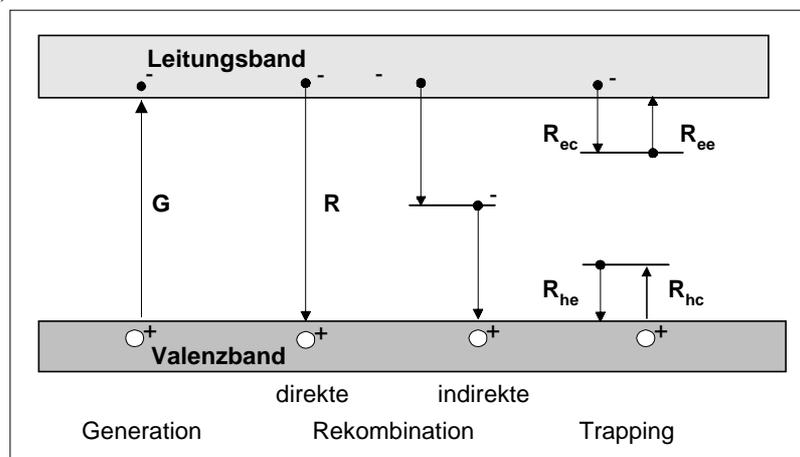


Abbildung 4-3: Generation, Rekombination und *Trapping*

Der umgekehrte Prozeß, also der Übergang eines Elektrons aus dem Leitungsband in das Valenzband, wo es ein Loch auffüllt, wird als Rekombination bezeichnet. Man unterscheidet zwischen direkter Rekombination, bei der das Elektron unter Abgabe eines Phonons oder Photons direkt in das Valenzband übergeht und indirekter Rekombination, bei der das Elektron erst in einen Zustand in der Bandlücke wechselt und später von dort aus in das Valenzband übergeht (Abbildung 4-3). Bei indirekten Halbleitern dominiert die indirekte Rekombination, da das Elektron einen andern Impuls als das Loch hat und zur Impulserhaltung die direkte Rekombination nur zusammen mit einer Wechselwirkung mit dem Kristallgitter stattfinden kann.

Die Rekombinationsrate R ist proportional zu der Anzahl der im Leitungsband befindlichen Elektronen und der im Valenzband verfügbaren Löcher [Sze85][Sch190]:

$$R = \beta np \quad (4-121)$$

Im thermischen Gleichgewicht muß die Rekombinationsrate durch die Generationsrate G kompensiert werden:

$$R_{th} = G_{th} = \beta n_o p_o \quad (4-122)$$

Wird das Gleichgewicht durch eine zusätzliche Ladungsträgergeneration G_L gestört, z.B. durch Lichteinfall auf den Sensor oder ionisierende Strahlung, berechnet sich die Anzahl der Minoritätsladungsträger (hier wieder für einen n-Leiter) zu

$$p_n = p_{no} + \tau_p G_L, \quad (4-123)$$

wobei p_{no} die Minoritätsladungsträgerdichte im thermischen Gleichgewicht ist und τ_p die Lebensdauer der Minoritätsladungsträger (hier Löcher im n-Leiter), die sich zu

$$\tau_p = \frac{1}{\beta n_{no}} \quad (4-124)$$

berechnet [Sze85]. Diese Rekombination der Exzeß-Minoritätsladungsträger spielt eine wichtige Rolle bei Halbleiterdetektoren und macht es notwendig, durch die Strahlung erzeugte Elektron-Loch Paare mit einem elektrischen Feld zu trennen.

Unter *Trapping* versteht man den Einfang eines Elektrons aus dem Leitungsband oder eines Lochs aus dem Valenzband, und die zeitverzögerte Rückgabe desselben in das entsprechende Energieband (Abbildung 4-3). Welcher der beiden Prozesse stattfindet, hängt von der Lage der Störstelle in der Bandlücke ab, bei flachen Störstellen in der Nähe des Leitungsbandes tritt z. B. nur *Löchertrapping* auf. Liegt die Störstelle in der Mitte der Bandlücke, kann sie auch zur indirekten Rekombination beitragen; in diesem Fall wird z. B. das aus dem Leitungsband eingefangene Elektron an das Valenzband abgegeben.

Die Rate des Elektroneneinfangs R_{ec} ist proportional zu der Anzahl der vorhandenen Elektronen und der Konzentration der noch zu besetzenden Störstellen [Sze85]

$$R_{ec} = v_{th} \sigma_n n N_T (1 - F), \quad (4-125)$$

wobei F wieder die Besetzungswahrscheinlichkeit der Störstelle

$$F = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_T - E_F}{kT}}} \quad (4-126)$$

bezeichnet und die Proportionalitätskonstante als Produkt aus thermischer Geschwindigkeit v_{th} und Wirkungsquerschnitt für Elektroneneinfang der Störstelle σ_e geschrieben wurde. Diese Wirkungsquerschnitte liegen in der Größenordnung 10^{-15} cm^2 [Sze85]. Die Elektronenemissionsrate R_{ee} ist proportional zu der Konzentration der besetzten Störstellen

$$R_{ee} = e_n N_T F, \quad (4-127)$$

mit der Emissionswahrscheinlichkeit e_n einer Störstelle. Diese berechnet sich aus der Bedingung, daß die Raten für Einfang und Emission im thermischen Gleichgewicht gleich sein müssen, zu

$$e_n = v_{th} \sigma_n n \frac{1 - F}{F} = v_{th} \sigma_n n e^{\frac{E_T - E_i}{kT}}. \quad (4-128)$$

Je tiefer also die Störstelle in der Bandlücke liegt, desto geringer wird die Emissionswahrscheinlichkeit für Elektronen. Typische Beispiele für solche Störstellen sind Gold-Verunreinigungen in Silizium [Sze85] oder der EL2-Defekt in GaAs [Bal2000]. Die Emissionsraten für Elektronen liegen bei GaAs in etwa bei 0.05 s^{-1} [Rog99]. Für Einfang und Emission von Löchern gelten entsprechende Formeln [Sze85].

Auch beim *Trapping* kann man wieder eine Lebensdauer für Exzeß-Minoritätsladungsträger angeben, die durch Lichteinfall oder ionisierende Strahlung entstehen:

$$\tau_p = \frac{1}{v_{th} \sigma_p N_T} \quad (4-129)$$

In n-Silizium liegt τ_p bei ca. 0,3 μs [Sze85]. Für Elektronen in einem p-Leiter beträgt die Lebenszeit ca. 1,0 μs .

Besonders in Halbleitersensoren ist *Trapping* ein unerwünschter Effekt, da es zu Signalverlust kommt, wenn die Lebensdauer kleiner als die Ladungssammlungszeit ist und Ladungsträger länger als die Shaping-Zeit des Verstärkers festgehalten werden.

Ein weiterer interessanter Fall ist der des verarmten Halbleiters. Dann führt der eben beschriebene Prozeß nicht zu einem Einfang der Minoritätsladungsträger sondern im Gegenteil zu einer verstärkten Generation. Dies wird in Kapitel 4.2.2 diskutiert.

4.1.3.2 Diffusion und Drift

Die entscheidenden Prozesse für die Bewegung der Ladungsträger innerhalb eines Bandes sind Diffusion und Drift im elektrischen Feld.

Unter **Diffusion** versteht man die Bewegung von Ladungsträgern aufgrund eines Konzentrationsgefälles, der Diffusionsstrom ist proportional zu diesem:

$$\vec{j}_{D,n} = e \cdot D_n \cdot \text{grad } n \quad \text{und} \quad \vec{j}_{D,p} = -e \cdot D_p \cdot \text{grad } p \quad (4-130)$$

Die Proportionalitätskonstante D ist über die Einsteinbeziehung

$$D_n = \frac{kT\mu_n}{q} \quad \text{und} \quad D_p = \frac{kT\mu_p}{q} \quad (4-131)$$

mit der Beweglichkeit der Ladungsträger verknüpft.

Der **Driftstrom** oder auch Feldstrom entsteht durch die Einwirkung des elektrischen Feldes auf die Ladungsträger. Er läßt sich mit dem ohmschen Gesetz beschreiben:

$$\vec{j}_D = \sigma \vec{E} \quad (4-132)$$

Die dabei verwendete Leitfähigkeit σ ist mit der Beweglichkeit μ verknüpft:

$$\sigma_n = -en\mu_n \quad \text{und} \quad \sigma_p = ep\mu_p \quad (4-133)$$

Die Ladungsträger bewegen sich also mit der bereits früher eingeführten Driftgeschwindigkeit (4-103), wobei der Löcherstrom die Richtung des elektrischen Feldes hat und sich der Elektronenstrom diesem entgegen fließt.

4.1.3.3 Poisson- und Kontinuitätsgleichung

Die elektrischen Eigenschaften des Halbleiters lassen sich mit der Poisson- und Kontinuitätsgleichung vollständig beschreiben. Die **Poissongleichung** stellt dabei einen Zusammenhang zwischen dem elektrostatischen Potential φ und der Ladungsträgerdichte ρ her und lautet

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad (4-134)$$

Dabei ist ρ die Summe der Konzentrationen sowohl der freien Ladungsträger als auch der Raumladung, also

$$\rho = N_D^+(x) - N_A^-(x) + N_{EL2}^+(x) - n(x) + p(x) + \dots \quad (4-135)$$

und ε das Produkt aus Dielektrizitätszahl ε_r und elektrischer Feldkonstante ε_0 :

$$\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 \quad (4-136)$$

Die **Kontinuitätsgleichung**

$$\operatorname{div} \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (4-137)$$

beschreibt den Stromfluß durch den Halbleiter und vereinfacht sich im stationären Fall zu

$$\operatorname{div} \vec{j} = 0. \quad (4-138)$$

Der Stromdichtevektor setzt sich dabei aus allen oben angeführten Komponenten zusammen:

$$\vec{j}_L = \vec{j}_F + \vec{j}_D + \vec{j}_R + \vec{j}_G + \vec{j}_T \quad (4-139)$$

Der Gesamtstrom entspricht dem an der äußeren Elektrode meßbaren Leckstrom. Im thermischen Gleichgewicht kompensieren sich die Anteile aus Generation, Rekombination und *Trapping*.

4.1.3.4 Quasiferminiveau

Die oben eingeführten Formeln für die Dichten von ionisierten Donatoren und Störstellen gelten nur im Falle des stromlosen Detektors im thermischen Gleichgewicht. Um diese auch bei Stromfluß berechnen zu können, geht man davon aus, daß sich Elektronen und Löcher jeweils für sich im Gleichgewicht befinden und beschreibt diese durch die Quasiferminiveaus $E_{QF,n}$ und $E_{QF,p}$, die durch

$$n = N_L e^{\frac{E_{QF,n} - E_L}{kT}} \quad \text{und} \quad p = N_V e^{\frac{E_V - E_{QF,p}}{kT}} \quad (4-140)$$

definiert sind [Sch190].

Im Falle eines n-Leiters mit vernachlässigbaren Beiträgen der Löcher zum Gesamtstrom ergibt sich mit

$$\operatorname{grad} E_L = \operatorname{grad} E_V = -q \cdot \operatorname{grad} \phi = qE \quad (4-141)$$

und den Definitionen für den Feld- und Diffusionsstrom

$$\begin{aligned} \vec{j}_L &= en\mu(E)\vec{E} + kT\mu(E)\operatorname{grad}n \\ \Leftrightarrow \vec{j}_L &= n\mu \operatorname{grad}E_{QF,n} \end{aligned} \quad (4-142)$$

Für den stromlosen Fall bedeutet dies, daß das Fermi-niveau über den ganzen Halbleiter konstant sein muß. Dies ist eine wichtige Konsequenz für die Konstruktion der Energie-niveaus in Halbleiterübergängen.

4.1.4 Übersicht über verschiedene Halbleitermaterialien

Tabelle 11 zeigt eine Übersicht über die Eigenschaften der wichtigsten Halbleitermaterialien. Zusätzlich ist noch Diamant aufgeführt, der zwar nur eine geringe Strahlungsabsorption hat, aber als sehr strahlenhart gilt. Die Daten entstammen verschiedenen Referenzen [Bou2001] [Fou99] [Eis99] [Keil2001] [Rog99] [Sch190] [Sel99] [Sze85] [Tak2000], die einzelnen Angaben schwanken teilweise sehr stark je nach Herstellungsverfahren und Hersteller der untersuchten Sensormaterialien.

Tabelle 11: Materialkonstanten typischer Sensormaterialien

	Si	Ge	GaAs	CdTe (Cd _{0,9} Zn _{0,1} Te)	Diamant
Z	14	32	31/33	48/52	6
A	28	72	72	120	12
ρ [g/cm ³]	2,3	5,3	5,3	5,9	3,5
Bandlücke E_{gap} [eV]	indirekt 1,12	indirekt 0,66	direkt 1,42	direkt 1,44-1,51 (1,56)	indirekt 5,47
E_{eh} [eV]	3,6	2,9	4,2	4,4 (4,5)	≈13
Elektronen- beweglichkeit μ_e [cm ² /Vs]	1500	3800-3900	8000-8500	1050	1800
Löcher- beweglichkeit μ_h [cm ² /Vs]	450-500	1800-1900	400	100 (50)	1200
intrinsische La- dungsträger- dichte [cm ⁻³]	1·10 ¹⁰	2,3·10 ¹³	1,6·10 ⁶	10 ⁷ (10 ⁵ -10 ⁶)	< 10 ⁴
Spezifischer Widerstand ρ [Ωcm] @300K	2,3·10 ⁵	47	10 ⁷ -10 ⁸	10 ⁹ (10 ¹¹)	>10 ¹¹
Elektronenle- bensdauer τ_e	100 μs		1-10 ns	0,1-2 μs (0,8-8 μs)	ca. 1 ns
Löcherlebens- dauer τ_h	100 μs		20 ns	0,1-1μs (60-600ns)	

4.2 Halbleiter als Strahlungssensoren

Nach der Erläuterung der wesentlichen Halbleitereigenschaften soll hier der Einsatz von Halbleitern als Strahlungssensoren beschrieben werden und auf die verschiedenen Sensortypen eingegangen werden.

4.2.1 Funktionsprinzip

Das Funktionsprinzip eines Halbleiterdetektors beruht darauf, daß von dem nachzuweisenden Teilchen (hier: Röntgenstrahlung) in dem Sensormaterial Ladung in Form von Elektron-Loch-Paaren erzeugt wird, die mit einem elektrischen Feld getrennt und zu einer Ausleseelektrode transportiert werden (Abbildung 4-4). Diese ist dann mit dem Eingang eines ladungsempfindlichen Verstärkers verbunden, dessen Rückkopplungskreis die Elektrode auf ein definiertes Potential legt (DC Kopplung). Auf Möglichkeiten einer kapazitiven Kopplung soll hier nicht eingegangen werden, da diese bei Pixeldetektoren keine Rolle spielt. Die Einzelheiten der Signalentstehung werden später noch genauer diskutiert.

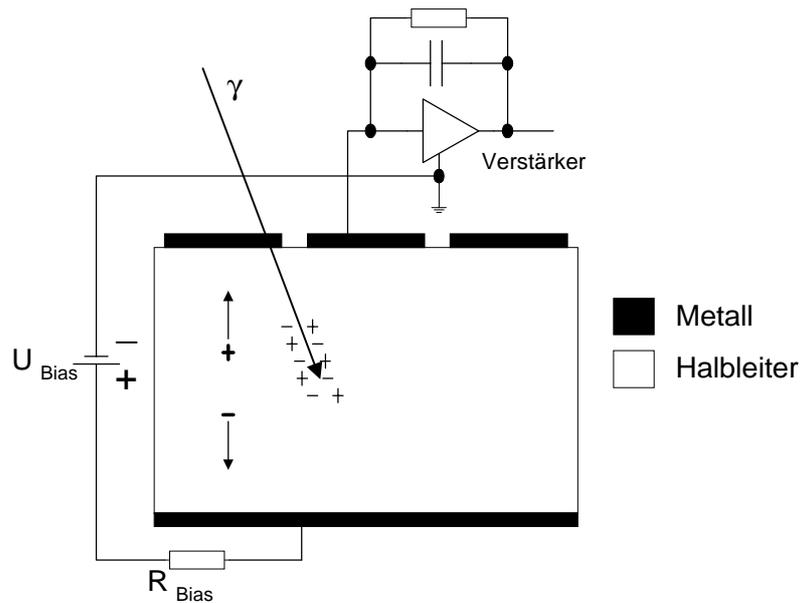


Abbildung 4-4: Funktionsprinzip eines Halbleiterdetektors. Die Ausleseelektrode wird durch den Rückkopplungsschaltkreis des Verstärkers auf ein definiertes Potential gelegt.

Damit die erzeugten Elektron-Loch-Paare auch detektiert werden können, muß zum einen gewährleistet sein, daß sie nicht sofort rekombinieren, zum anderen, daß sich das Signal deutlich von dem Untergrund unterscheidet. Durch das zur Trennung der Elektron-Loch-Paare nötige elektrische Feld fließt nämlich auch dann ein Strom im Sensor, wenn keine Signalladung erzeugt wurde, man bezeichnet diesen Dunkelstrom auch als Leckstrom. Möchte man z. B. ein Signal von 5000 e bei einer Ladungssammlungszeit von 10 ns nachweisen, entspricht das einem Signalstrom von 80 nA. Der Leckstrom pro Pixel muß demnach deutlich darunter liegen. Daher kommen nur Materialien mit hohem Widerstand in Frage, der auch durch den Aufbau einer Verarmungszone erzielt werden kann. Die verschiedenen Arten der Sensoren sollen im folgenden beschrieben werden.

4.2.2 pn-Dioden

Der am häufigsten verwendete Halbleitersensor ist die pn-Diode. Hier wird die Verarmungszone als strahlungssensitiver Bereich genutzt. Die Ausdehnung der Verarmungszone läßt sich aus der Dotierung mit Hilfe der Poisson-Gleichung berechnen. Dies soll hier am Beispiel eines p^+n Übergangs gezeigt werden. In diesem Fall läßt sich die Raumladung unter der Annahme vollständiger Ionisation von Akzeptoren und Donatoren und unter Vernachlässigung freier Ladungsträger als

$$\rho(x) = \begin{cases} eN_D & 0 < x < x_n \\ -eN_A & -x_p < x < 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (4-143)$$

schreiben. x_n und x_p bezeichnen hier die Ausdehnung der Raumladungszone, ansonsten sind dieselben Variablen wie bisher verwendet worden. Die Neutralitätsbedingung ergibt sofort

$$N_A x_p = N_D x_n, \quad (4-144)$$

und eine Integration liefert das elektrische Feld

$$E(x) = \begin{cases} \frac{eN_D}{\epsilon}(x - x_n) & 0 < x < x_n \\ -\frac{eN_A}{\epsilon}(x + x_p) & -x_p < x < 0 \end{cases} \quad (4-145)$$

mit der Randbedingung, daß außerhalb der Depletionszone das elektrische Feld auf Null abfällt. Eine weitere Integration liefert das elektrische Potential

$$\varphi(x) = \begin{cases} -\frac{eN_D}{\epsilon} \left(\frac{1}{2}x^2 - x_n x \right) + C & 0 < x < x_n \\ \frac{eN_A}{\epsilon} \left(\frac{1}{2}x^2 + x_p x \right) + C & -x_p < x < 0, \end{cases} \quad (4-146)$$

wobei aus der Stetigkeit des Potentials bei $x=0$ folgt, daß beide Konstanten gleich sein müssen. Die Sperrspannung φ_{bi} (engl.: *built-in voltage*) über der Diode errechnet sich nun mit $\varphi(-x_p) = 0$ V zu

$$\varphi_{bi} = \frac{e}{2\epsilon} (N_D x_n^2 + N_A x_p^2) \quad (4-147)$$

Zusammen mit (4-144) erhält man nun die Dicke w der Depletionszone

$$w = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon (N_A + N_D)}{e N_A N_D} \varphi_{bi}} \quad (4-148)$$

Hat man nun den Fall eines p^+n -Übergangs, also eine sehr viel stärkere p-Dotierung, wird sich die Depletionszone hauptsächlich in die n-dotierte Zone ausdehnen und man erhält:

$$w \approx x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon}{e N_D} \varphi_{bi}} \quad (4-149)$$

Die Sperrspannung erhält man als Differenz des elektrostatischen Potentials in der p-Zone und der n-Zone bezogen auf das intrinsische Fermiiveau.

$$\begin{aligned} \phi_{bi} = \varphi_n - \varphi_p &= -\frac{1}{e} (E_{F,int} - E_F) \Big|_{x < -x_p} + \frac{1}{e} (E_{F,int} - E_F) \Big|_{x > x_n} \\ &= -\frac{kT}{e} \ln \frac{N_A}{n_i} - \frac{kT}{e} \ln \frac{N_D}{n_i} = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \end{aligned} \quad (4-150)$$

Energieband, Raumladung, Potential und Feld am pn-Übergang sind in Abbildung 4-5 dargestellt.

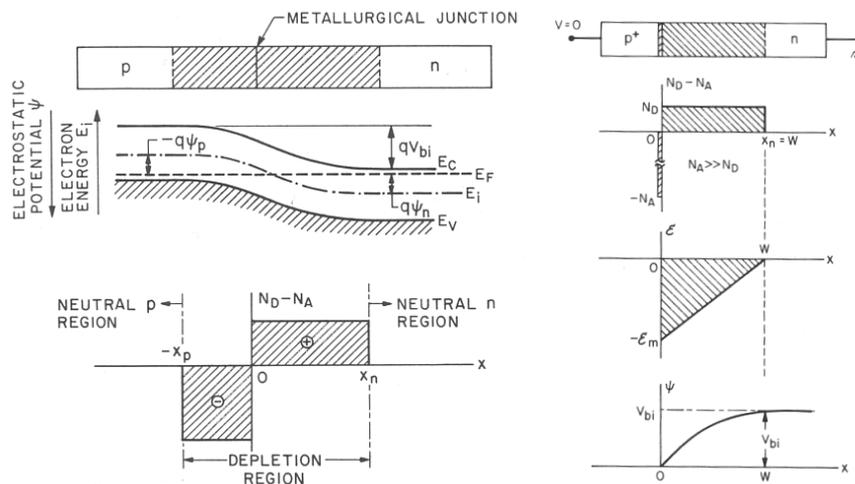


Abbildung 4-5: Links: Energieband und Raumladung einer pn-Diode. Rechts: Raumladung, Feld und Potential einer p^+n Diode [Sze85]

Durch Anlegen einer externen, negativen Spannung U an der p-Seite (bzw. positiven Spannung an der n-Seite) kann man die Sperrschicht weiter vergrößern gemäß

$$w(U) = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{eN_D}(\phi_{bi} - U)}. \quad (4-151)$$

Die Kapazität pro Flächeneinheit der Sperrschicht folgt mit dem Modell des Plattenkondensators zu

$$c(U) = \frac{\varepsilon}{w(U)} = \sqrt{\frac{\varepsilon eN_D}{2(\phi_{bi} - U)}}. \quad (4-152)$$

Um den Strom durch den pn-Übergang zu beschreiben, geht man in Gleichung (4-150) von den Akzeptor- und Donatorkonzentrationen wieder zurück auf die Konzentrationen der Majoritätsladungsträger im p- und im n-Bereich der Diode und erhält mit (4-113)

$$\phi_{bi} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{no} p_{po}}{n_i^2} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{no}}{n_{po}}. \quad (4-153)$$

Hier bezeichnet n_n die Konzentration der Elektronen in der n-Seite und n_p in der p-Seite, p_n die Konzentration der Löcher in der n-Seite und p_p in der p-Seite, jeweils am Rand der Verarmungszone. Die Indizes „n“ und „p“ bezeichnen wieder den Materialtyp, „o“ den Gleichgewichtszustand. Durch Integration erhält man nun die Ladungsträgerkonzentrationen in Abhängigkeit der Sperrspannung:

$$n_{no} = n_{po} e^{\frac{eU_{bi}}{kT}} \quad \text{und} \quad p_{po} = p_{no} e^{\frac{eU_{bi}}{kT}} \quad (4-154)$$

Legt man eine Spannung U in Durchlaßrichtung an, erhält man

$$n_n = n_p e^{\frac{e(U_{bi}-U)}{kT}} \quad \text{und} \quad p_p = p_n e^{\frac{e(U_{bi}-U)}{kT}} \quad (4-155)$$

Die Zahl der Minoritätsladungsträger ist deutlich geringer als die der Majoritätsladungsträger (engl.: *low-level injection*) und man kann $n_n = n_{no}$ und $p_p = p_{po}$ verwenden und erhält

$$n_p - n_{po} = n_{po} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad \text{und} \quad p_n - p_{no} = p_{no} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \quad (4-156)$$

Dies sagt auch aus, daß es sich hier um einen reinen Minoritätsladungsträgerstrom handelt. Da bei der Betrachtung hier vorerst die Generation in der Depletionszone vernachlässigt wurde, entstehen die Ströme in der neutralen Zone. Da dort kein elektrisches Feld herrscht, handelt es sich um einen reinen Diffusionsstrom, der sich nach Gleichung (4-130) zu

$$j_n = eD_n \frac{dn_p}{dx} = eD_n \frac{n_p - n_{po}}{L_n} = \frac{eD_n}{L_n} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad \text{und} \quad j_p = \frac{eD_p}{L_p} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (4-157)$$

berechnet. L bezeichnet hier die Diffusionslänge der Elektronen bzw. Löcher, die dem Weg entspricht, die ein Ladungsträger bis zur Rekombination diffundieren kann und von der Lebenszeit der Ladungsträger abhängt:

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad \text{und} \quad L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (4-158)$$

Durch Addition von Elektronenstrom und Löcherstrom erhält man nun den Gesamtstrom j durch den pn-Übergang:

$$j = j_n + j_p = j_s \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (4-159)$$

$$\text{mit} \quad j_s = \frac{qD_n n_{po}}{L_n} + \frac{qD_p p_{no}}{L_p}$$

Dabei ist j_s die Größe des auch bei einer sperrenden Diode noch fließenden Minoritätsla-

dungsträgerstroms. Die entsprechende Strom-Spannungs-Kennlinie ist in Abbildung 4-6 gezeigt.

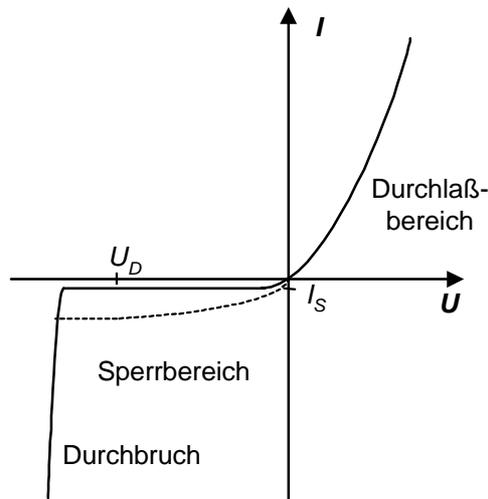


Abbildung 4-6: Strom-Spannungs-Kennlinie einer pn-Diode. Die durchgezogene Linie entspricht der idealen Diode, die gestrichelte zeigt den Verlauf des Sperrstroms bei Berücksichtigung des Generationsstroms.

In obiger Idealisierung wurde die Generation in der Depletionszone vernachlässigt, in Sperrrichtung kann dieser jedoch bei der realen Diode dominieren. Rekombinationsprozesse können vernachlässigt werden, da sie proportional zu der Dichte freier Ladungsträger sind, die in der Depletionszone sehr gering ist.

Für die Generationsrate G findet man in [Sze85] unter der Annahme eines gleichen Generationswirkungsquerschnittes σ für Elektronen und Löcher

$$G = \frac{\sigma v_{th} N_T n_i}{2 \cosh\left(\frac{E_T - E_{Fi}}{kT}\right)} =: \frac{n_i}{\tau_G}. \quad (4-160)$$

Dabei wurde die Generationszeit τ_G eingeführt. Man sieht sofort, daß der Generationsstrom maximal wird, wenn die Störstellen in der Nähe der Bandmitte liegen.

Die Generationsstromdichte erhält man nun durch Integration der Generationsrate über die Depletionszone

$$j_G = \int_0^w e G dx = e G w = \frac{e n_i w}{\tau_G} \quad (4-161)$$

und kann somit den Leckstrom j_L des Sensors unter Verwendung von (4-158) und (4-159) angeben:

$$j_L = j_s + j_G = e \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D}} + \frac{e n_i w}{\tau_G} \quad (4-162)$$

Der Diffusionsstrom in der neutralen Zone dominiert dabei bei großem n_i , also z.B. bei Germanium, während bei Silizium und GaAs der Generationsstrom dominiert [Sze85]. In diesem Fall ist dann der gemessene Sensorleckstrom proportional zu der Ausdehnung der Depletionszone und damit nach Gleichung (4-151) proportional zu der Wurzel der Sperrspannung:

$$I \propto w \propto \sqrt{U_{sperr}} \quad (4-163)$$

Hat die Depletionszone ihre maximale Ausdehnung erreicht, steigt der Leckstrom bei einer weiteren Erhöhung der Sperrspannung nicht weiter an, diese Spannung nennt man auch Depletionsspannung.

Abweichend von Gleichung (4-162) erkennt man in Abbildung 4-6, daß der Strom bei sehr negativen Spannungen sprunghaft ansteigt. Man spricht hier vom Durchbruch der Diode. Dabei können verschiedene Effekte auftreten: Beim **Avalanche-Durchbruch** ist direkt am pn-Übergang die Feldstärke so groß, daß ein Elektron aus dem p-Bereich vor der Verarmungszone, das in diese hineindiffundiert, durch das elektrische Feld so stark in Richtung des n-Bereichs beschleunigt wird, daß die zwischen zwei Stößen mit anderen Elektronen gewonnene kinetische Energie ausreicht, weitere Elektronen durch Stoßionisation aus dem Valenzband in das Leitungsband zu transportieren. Diese werden wiederum beschleunigt und es setzt ein Lawineneffekt (Avalanche Effekt) ein (Abbildung 4-7). Die dazu nötige Feldstärke beträgt ca. 10^5 V/cm.

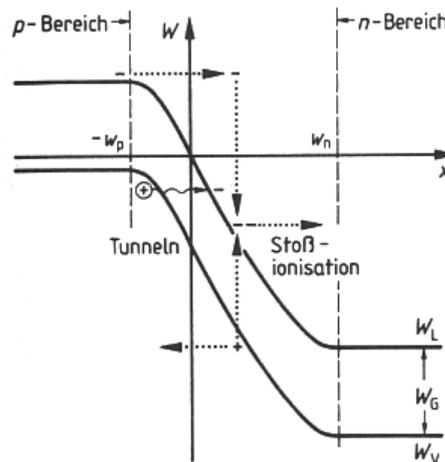


Abbildung 4-7: Durchbruchmechanismen am Beispiel der pn-Diode [Sch190]

Der **Tunneldurchbruch** tritt dann ein, wenn bei hoher Spannung durch die starke Bandverbiegung die Barriere so schmal ist, daß Löcher aus dem Valenzband in das Leitungsband tunneln können.

Eine weitere Möglichkeit des Durchbruchs besteht darin, daß sich die Verarmungszone so weit ausdehnt, daß sie die Metallelektrode am p- oder n-Bereich erreicht. In diesem Falle werden Ladungsträger aus dem Metall in den Halbleiter injiziert und der Strom steigt sprunghaft an. Dies kann vor allem bei Halbleitersensoren durch die sehr unterschiedliche Dotierung z.B. eines p^+n Überganges vorkommen, da man bestrebt ist, die Depletionszone möglichst weit auszudehnen. Um ein Erreichen des Kontaktes zu verhindern, wird deshalb noch ein Bereich mit hoher Dotierung erzeugt, man verwendet also eine p^+nn^+ Diode.

4.2.3 Schottkydioden

Die gleichrichtende Wirkung eines Metall-Halbleiter Kontaktes wurde erstmals 1874 von Braun beobachtet [Rho70] und findet heute unter der Bezeichnung Schottkydiode vielfache Anwendung.

Die gleichrichtende Wirkung des Metall-Halbleiter Kontaktes beruht auf einer elektrostatischen Potentialbarriere. Um diese zu beschreiben, soll näher auf die Bandstruktur des Kontaktes anhand Abbildung 4-1 eingegangen werden. Bringt man Metall und Halbleiter zusammen, gehen Elektronen von dem Halbleiter in das Metall über und hinterlassen eine positive Raumladung durch ionisierte Donatoren, deren Größe der negativen Ladung auf dem Metall entspricht. Da die Austrittsarbeit ϕ_M des Metalls und die Elektronenaffinität χ_S des Halbleiters durch das Kontaktieren unverändert bleiben und sich im stromlosen Fall ein konstantes Fermi-niveau über den Kontakt einstellen muß, kommt es zu einer Bandverbiegung und einer Potentialbarriere ϕ_{bi} an dem Übergang.

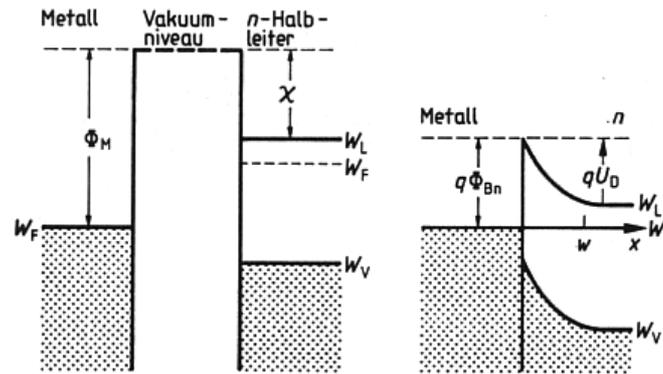


Abbildung 4-8: Bandstruktur einer Schottkydiode vor (links) und nach (rechts) der Kontaktierung eines n-Halbleiters mit dem Metall. [Schl90]

Bei einem perfekten Kontakt ist die Potentialbarriere die Differenz von Austrittsarbeit aus dem Metall und Elektronenaffinität des Halbleiters [Scho39]

$$\phi_{bi} = \phi_M - \chi_s, \quad (4-164)$$

so daß sich die Potentialbarriere durch die Wahl des Metalls einstellen läßt. Im realen Fall wird der Übergang aber stark von der Existenz von Oberflächenzuständen beeinflusst, so daß Gleichung (4-164) nicht uneingeschränkt gültig ist [Rho70]. Man beobachtet vor allem bei GaAs nur eine sehr schwache Variation der Barriere mit der Austrittsarbeit des Metalls [Sze85].

Da die Zustandsdichte im Metall deutlich größer ist als in dem Halbleiter, dehnt sich die Raumladungszone sehr weit in den Halbleiter aus. Geht man von einer vollständigen Ionisation der Donatoren aus, erhält man entsprechend den Überlegungen zum pn-Übergang durch eine Integration der Poissongleichung das elektrische Potential

$$\varphi(x) = \frac{eN_D}{\epsilon} \left(wx - \frac{1}{2} x^2 \right) - \phi_{bi} \quad (4-165)$$

und das elektrische Feld

$$E(x) = \frac{eN_D}{\epsilon} (x - w) \quad (4-166)$$

unter Verwendung der Sperrschichtdicke

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon \cdot (U_{Bi} - U)}{eN_D}}. \quad (4-167)$$

Der Stromfluß durch Metall-Halbleiter Barrieren basiert im Unterschied zu pn-Dioden auf Majoritätsladungsträgern [Sze85] und es finden hauptsächlich folgende vier Prozesse statt (siehe Abbildung 4-9):

- Thermionische Emission von Elektronen aus dem Halbleiter über die Barriere in das Metall
- Tunneln von Elektronen durch die Barriere
- Generation und Rekombination in der Verarmungszone
- Löcherinjektion von dem Metall in den Halbleiter

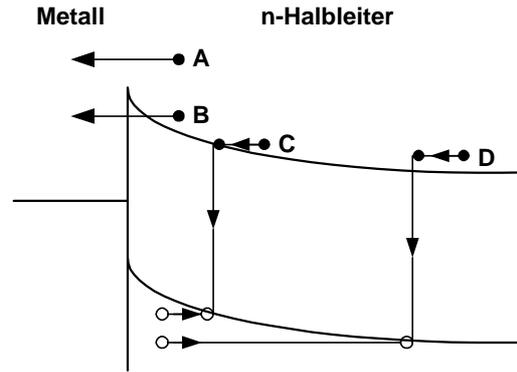


Abbildung 4-9: Leitungsmechanismen in einer Schottkydiode (Durchlaßrichtung). A: Emissionsstrom, B: Tunnelstrom, C: Rekombinationsstrom, D: Löcherinjektion

Der dominierende Prozeß (bei nicht allzu starker Dotierung ($N_D < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) und Raumtemperatur [Sze85]) ist die **thermionische Emission**, deren Theorie 1942 von Bethe aufgestellt wurde. Dabei werden Elektronen, die eine genügend hohe Energie haben, aus dem Halbleiter über die Barriere in das Metall emittiert. Da die Energie dieser Elektronen ungefähr 1 eV über der Fermienergie liegt, spricht man auch von „heißen“ Elektronen (engl.: *hot carrier injection*), die sich nicht im thermischen Gleichgewicht mit dem Metall befinden [Rho70]. Der Emissionsprozeß findet dabei in beide Richtungen statt (Abbildung 4-10).

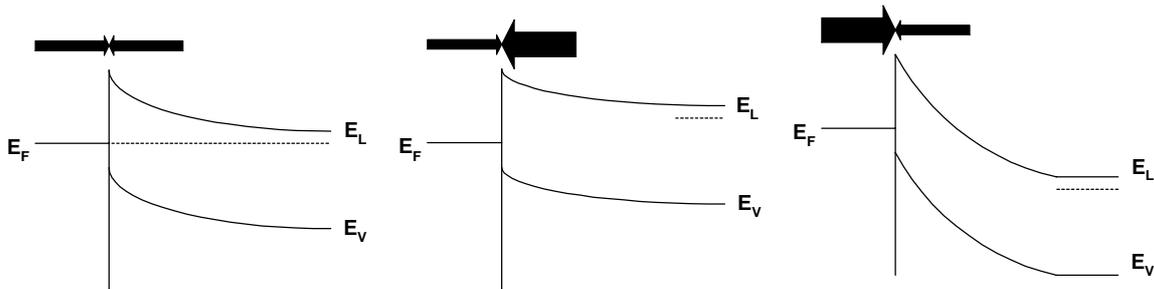


Abbildung 4-10: Stromfluß durch die Schottkybarriere, im thermischen Gleichgewicht (links), in Vorwärtsrichtung (Mitte) und in Sperrichtung betrieben (rechts), nach [Sze85]

Die Stromdichte wird durch

$$j = j_s \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (4-168)$$

beschrieben [Rho70][Sze85], wobei j_s die Sperrstromdichte beschreibt und als

$$j_s = A^* T^2 e^{-\frac{e\phi_{bi}}{kT}} \quad (4-169)$$

geschrieben wird. Die Effektive Richardson Konstante A^* liegt dabei im Bereich von $8 \text{ A}/(\text{K}^2 \text{ cm}^2)$ für n-GaAs und $110 \text{ A}/(\text{K}^2 \text{ cm}^2)$ für n-Si [Sze85].

Der **Tunnelstrom** spielt nur im Falle von sehr hohen Dotierungen eine Rolle. Dies wird zur Realisierung von ohmschen Kontakten verwendet (siehe 4.2.4) [Schl90].

Die **Löcherinjektion** ist mehrere Größenordnungen kleiner als der Emissionsstrom [Rho70] [Sze85] und ist ein Minoritätsladungsträgerstrom. Er entspricht dem Strom bei pn-Übergängen, die Stromdichte beträgt

$$j_p = j_{ps} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (4-170)$$

mit dem Sperrstrom

$$j_{ps} = \frac{eD_p n_i^2}{L_p N_D}, \quad (4-171)$$

wobei die in Kapitel 4.2.2 eingeführten Größen verwendet werden.

Für **Generation und Rekombination** wird auf Kapitel 4.1.3 verwiesen.

Für den besonders wichtigen Fall der in Sperrichtung betriebenen Schottkydiode ist der Verlauf der Energiebänder und des **Quasiferminiveaus** der Elektronen in Abbildung 4-11 gezeigt unter Vernachlässigung des Generationsstroms. Die Bandverbiegung entspricht der angelegten Sperrspannung.

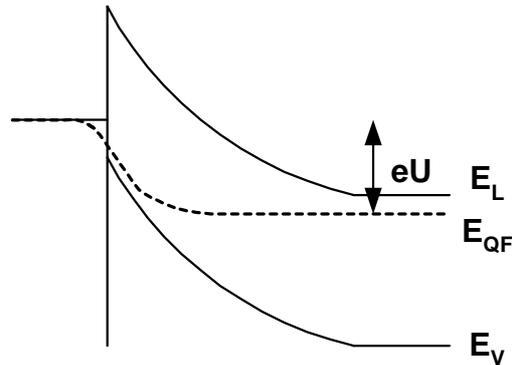


Abbildung 4-11: Verlauf des Quasiferminiveaus der Elektronen in einer Silizium-Schottkydiode bei Anliegen einer Sperrspannung U , nach [Rho72]

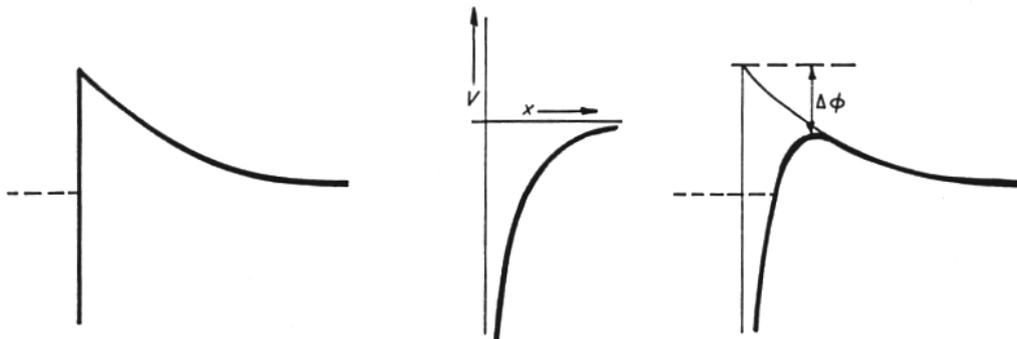


Abbildung 4-12: Schottkyeffekt. Die Potentialbarriere der Schottkydiode (links) wird durch das Potential der Bildladung (Mitte) abgeschwächt (rechts). [Rho70]

Eine Einschränkung der Gültigkeit der oben aufgestellten Formeln ergibt sich aus dem **Schottkyeffekt**. Darunter versteht man das Absenken der Potentialbarriere durch eine Bildladung, die von einem Elektron in dem Halbleiter auf der anderen Seite des Metalls „gesehen“ wird und eine anziehende Kraft ausübt (Abbildung 4-12). Die Potentialänderung $\Delta\phi$ hängt von der angelegten Spannung ab, so daß in Durchlaßrichtung der Stromfluß erniedrigt wird und in Sperrichtung der Sperrstrom erhöht ist.

4.2.4 Ohmsche Kontakte

Ein ohmscher Kontakt ist dadurch definiert, daß er einen vernachlässigbaren Kontaktwiderstand zu dem Halbleiter hat und zeichnet sich dadurch aus, daß er die Eigenschaften des kontaktierten Halbleiters nicht wesentlich beeinflusst. Der spezifische Kontaktwiderstand wird als

$$R_c = \left(\frac{\partial j}{\partial U} \right)^{-1} \Bigg|_{U=0} \quad (4-172)$$

definiert [Sze85].

Hat der Halbleiter eine niedrige Dotierung, dominiert der Emissionsstrom und man erhält mit (4-168) und (4-169)

$$R_c = \frac{k}{eA^*T} e^{\frac{e\phi_{bi}}{kT}}. \quad (4-173)$$

Für einen guten ohmschen Kontakt benötigt man also eine niedrige Barrierehöhe.

Eine andere Möglichkeit, einen ohmschen Kontakt zu realisieren, ist das Implementieren eines hochdotierten Bereichs direkt unter der Metallelektrode. In diesem Fall ist die Barriere sehr dünn und der Tunnelstrom dominiert den Ladungsträgertransport (Abbildung 4-13).

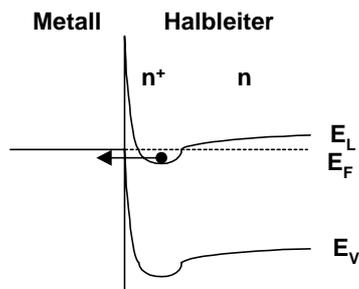


Abbildung 4-13: Ohmscher Kontakt mit n^+ Dotierung (nach [Sze85]). Elektronen können die dünne Barriere durchtunneln.

In diesem Fall hängt der Kontaktwiderstand exponentiell von der Dotierungskonzentration ab und es gilt [Sze85]

$$R_c \propto e^{\frac{4\sqrt{m_n^*}\epsilon\phi_{bi}}{\hbar\sqrt{N_D}}}. \quad (4-174)$$

Neben der besseren Kontakteigenschaften erhöht eine n^+ -Implantierung auch die Durchbruchfestigkeit des Detektors. Dies ist vor allem bei GaAs-Schottkydioden von Bedeutung, die durchbrechen, wenn das elektrische Feld den ohmschen Kontakt an der Rückseite erreicht [Cas97].

4.2.5 Festkörperionisationskammer (Ohmsche Detektoren)

Die einfachsten Halbleiterdetektoren sind die Festkörperionisationskammern, die nur aus dem Halbleiter und einer Metallelektrode an beiden Seiten bestehen, die einen ohmschen Kontakt bilden. Diese Konfiguration setzt ein Material mit einem sehr hohen spezifischen Widerstand voraus, das nur geringe Anteile an Donatoren oder Akzeptoren enthalten darf. Da es sich um undotiertes Material handelt, kann sich keine Raumladungszone ausbilden und die Detektorkennlinie verläuft rein ohmsch, folglich erhält man ein konstantes elektrische Feld

$$E = \frac{U}{d}, \quad (4-175)$$

das sich aus der Sensordicke d und der angelegten Spannung U berechnen lässt. Typische Festkörperionisationskammern sind z. B. Diamantsensoren. Auch CdTe wird meist als ohmscher Detektor eingesetzt, wenn der Widerstand des Materials hoch genug ist. Hier eignen sich Gold oder Platinelektroden [Nem96] [Tak2000]. Bei sehr unreinem Material mit niedrigem Widerstand ist die Verwendung als Schottkydiode nötig, was sich mit Indiumelektroden realisieren lässt [Nem96].

Eine wichtige Größe zur Charakterisierung von Festkörperionisationskammern ist die mittlere freie Weglänge, oft auch als Ladungssammlungsweite (engl.: *charge collection distance*) bezeichnet:

$$\lambda = \mu \tau E \quad (4-176)$$

Sie sollte größer sein als die Sensordicke, um eine vollständige Ladungssammlung zu garantieren (siehe Kapitel 4.2.6).

4.2.6 Signalentstehung und „Small Pixel Effekt“

In diesem Kapitel soll intensiv darauf eingegangen werden, wie die im Sensor erzeugten Elektron-Loch-Paare das Signal auf der Sensorelektrode erzeugen.

4.2.6.1 Influenz und gewichtendes Potential

Das Signal auf der Ausleselektrode entsteht nicht erst dann, wenn die Ladung die Elektrode erreicht, sondern schon während der Bewegung der Ladungsträger wird auf den Elektroden eine Influenzladung erzeugt, die von dem Verstärker nachgewiesen wird (Abbildung 4-14). Dabei erzeugt sowohl das sich bewegende Elektron als auch das korrespondierende Loch ein Signal auf beiden Elektroden.

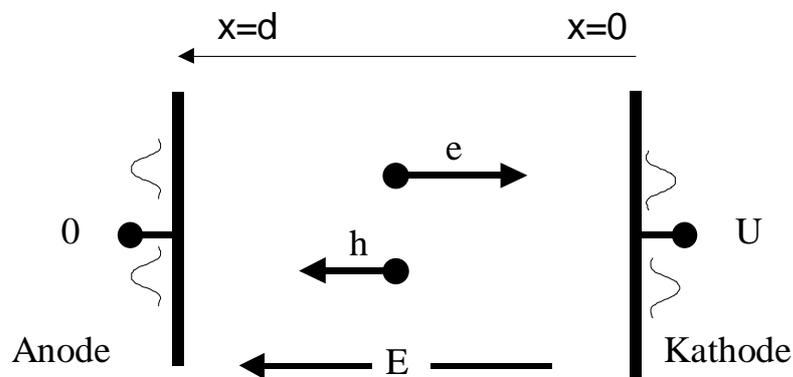


Abbildung 4-14: Influenzladung durch driftende Ladungsträger. Sowohl Elektronen als auch Löcher erzeugen Influenzladungen auf beiden Elektroden.

Influenzladungen entstehen aufgrund der kapazitiven Kopplung zwischen dem bewegten Ladungsträger und der Elektrode. Um sie quantitativ zu beschreiben, soll zuerst eine allgemeine Leiteranordnung betrachtet werden und daraus das durch eine im elektrischen Feld driftende Ladung erzeugte Signal berechnet werden. Diese Überlegungen wurden in [Hae97] durchgeführt und sollen hier wiedergegeben werden.

Sämtliche kapazitiven Wechselwirkungen einer Leiteranordnung werden durch die Kapazitätsmatrix \mathbf{C} beschrieben. Diese verknüpft den Potentialvektor $\vec{\Phi}$, d. h. den Vektor, der die Potentiale der Leiter enthält, mit dem Ladungsvektor \vec{Q} , der die entsprechenden Ladungen enthält, gemäß

$$\vec{Q} = \mathbf{C} \cdot \vec{\Phi} \quad (4-177)$$

oder in Komponenten

$$Q_i = \sum_{j=0}^n C_{ij} \Phi_j. \quad (4-178).$$

Dabei wird von einem System mit n festen Leitern (Elektroden) und einem Ladungsträger q am Ort 0 entsprechend ausgegangen.

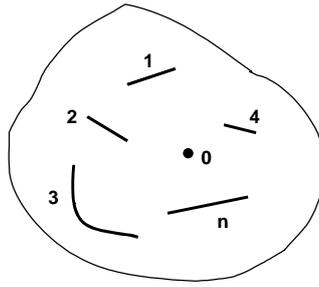


Abbildung 4-15: Leiteranordnung für die Signalkalkulation. Am Ort 0 befindet sich die Signalladung.

Der erste Fall, der betrachtet werden soll, ist, daß alle Elektroden auf Masse liegen; am Ort der Ladung q herrscht das Potential ϕ , oder

$$\begin{aligned}\Phi_0 &= \phi(\vec{r}), & \Phi_{i \neq 0} &= 0 \\ Q_0 &= q, & Q_{i \neq 0} &= 0\end{aligned}\quad (4-179)$$

Mit Gleichung (4-178) läßt sich die auf die Elektrode m influenzierte Ladung Q_m berechnen:

$$Q_m = C_{m0} \Phi_0 = \frac{C_{m0}}{C_{00}} Q_0 = \frac{C_{m0}}{C_{00}} q \quad (4-180)$$

Im zweiten Fall wird die Elektrode m auf das Potential V gelegt, alle anderen Elektroden bleiben auf Masse. Da am Ort 0 anstelle eines Leiters nur eine punktförmige Ladung sitzt, kann dort keine Ladung influenziert werden, es gilt also:

$$\begin{aligned}0 &= Q_0 = C_{00} \phi(\vec{r}) + C_{0m} V \\ \Leftrightarrow \frac{C_{0m}}{C_{00}} &= -\frac{V(\vec{r})}{V_0}\end{aligned}\quad (4-181)$$

Setzt man dies in Gleichung (4-180) ein und verwendet das Greensche Reziprozitätstheorem

$$C_{m0} = C_{0m} \quad (4-182)$$

erhält man die influenzierte Ladung Q_m

$$Q_m = -\frac{V(\vec{r})}{V_0} q =: -\phi_w(\vec{r}) q. \quad (4-183)$$

Die hier eingeführte Größe ϕ_w heißt gewichtendes Potential, ist dimensionslos und hängt nur von der Geometrie der Elektroden ab. Obwohl es sich nicht um ein physikalisches Potential handelt, kann man es durch Lösen der Laplacegleichung

$$\Delta \phi_w(\vec{r}) = 0 \quad (4-184)$$

berechnen, wenn man die Ausleselektrode m auf ein normiertes Potential ($\phi_w = 1$) legt und alle anderen Elektroden auf 0, entsprechend obiger Herleitung des gewichtenden Potentials.

Bewegen sich nun n Ladungen q_i während der Zeit t im gewichtenden Potential, wird nach Gleichung (4-183) auf der Ausleselektrode eine Ladung

$$Q_{\text{inf}}(t) = \sum_{i=1}^n q_i(t) \cdot \left(\phi_w(\vec{r}_i(t)) - \phi_w(\vec{r}_i(0)) \right) \quad (4-185)$$

influxiert. Dies entspricht einem Signalstrom

$$\begin{aligned}I_{\text{inf}}(t) &= \frac{d}{dt} Q_{\text{inf}}(t) \\ &= \sum_{i=1}^n q_i(t) \cdot \left(\vec{\nabla} \phi_w(\vec{r}_i(t)) \cdot \vec{v}_D(t) \right) \\ &= \sum_{i=1}^n q_i(t) \cdot \left(\vec{\nabla} \phi_w(\vec{r}_i(t)) \cdot \mu_i \vec{E}(\vec{r}_i(t)) \right)\end{aligned}\quad (4-186)$$

Im Falle von sehr großen Elektroden („Plattenkondensator“) kann man das Problem auf eine Dimension reduzieren, und das gewichtende Potential hat die sehr einfache Form

$$\phi_w(x) = 1 - \frac{x}{d} \quad (4-187)$$

mit dem Plattenabstand d . Die Ausleseelektrode liegt hier bei $x = 0$. Man erhält durch Einsetzen in Gleichung (4-186)

$$I_{\text{inf}} = \frac{q}{d} v_D \quad (4-188)$$

und nach einer Integration die Influenzladung

$$\Delta Q_{\text{inf}} = \frac{q}{d} \Delta x. \quad (4-189)$$

Diese Gleichung heißt Ramo's Theorem und wurde erstmals von Ramo für Ionisationskammern aufgestellt [Ramo39]. Es behält aber auch in Anwesenheit einer Raumladung seine Gültigkeit [Cav63] [Cav71] und das gewichtende Potential kann demnach auch in Halbleiterdetektoren verwendet werden.

Bei komplizierteren dreidimensionalen Geometrien, wie z. B. bei zweidimensionalen Sensoren für die Bildgebung, hat die Laplacegleichung keine triviale Lösung und man benutzt Greenfunktionen zur Berechnung [Bar95]. Für den Spezialfall eines Streifendetektors kann das gewichtende Potential jedoch auch mit Hilfe konformer Abbildungen berechnet werden [Fisch99a]. Da das Resultat mit gewisser Einschränkung auch auf Pixeldetektoren angewendet werden kann, soll das Ergebnis hier angegeben werden, für die Herleitung wird auf [Kla99] verwiesen.

$$\Phi_w(x, y) = \frac{1}{\pi} \arctan \frac{\sinh\left(\pi \frac{p}{2d}\right) \sin\left(\pi \frac{x}{d}\right)}{\cosh\left(\pi \frac{y}{d}\right) - \cosh\left(\pi \frac{p}{2d}\right) \cos\left(\pi \frac{x}{d}\right)} \quad (4-190)$$

Hier bezeichnet p wieder die Pixelgröße und d die Sensordicke.

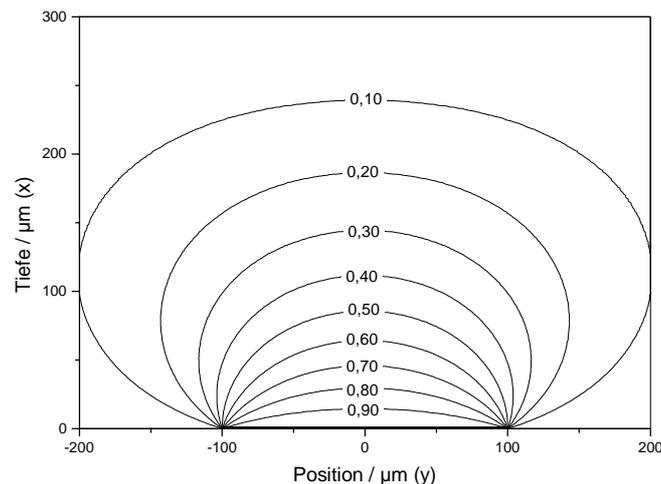


Abbildung 4-16: Gewichtetes Potential bei 200 µm großen Pixeln und einem 300 µm dicken Sensor

Das gewichtende Potential für einen 300 µm dicken Sensor mit 200 µm großen Pixeln ist in Abbildung 4-16 gezeigt. Zum einen erkennt man, daß außerhalb des Pixels das gewichtende Potential nicht verschwindet. Dies ist ein wichtiger Aspekt in Bezug auf Ladungsteilung zwischen Pixeln auf den später noch eingegangen wird. Zum anderen erkennt man, daß die Äquipotentiallinien direkt bei der Ausleseelektrode ($x = 0$) dichter aneinander liegen.

Dies ist in Abbildung 4-17 noch einmal in Abhängigkeit der Pixelgröße dargestellt. Man erkennt, daß mit kleiner werdender Pixelgröße nur noch im Bereich direkt bei der Elektrode zur Signalentstehung beiträgt und bezeichnet dies als „*small pixel effect*“. Dies spielt bei nicht vernachlässigbarem *Trapping* eine wichtige Rolle, wie später diskutiert werden wird. Es führt auch zu einer unterschiedlichen Zusammensetzung des Signals aus Anteilen durch die Bewegung der Elektronen und Löcher.

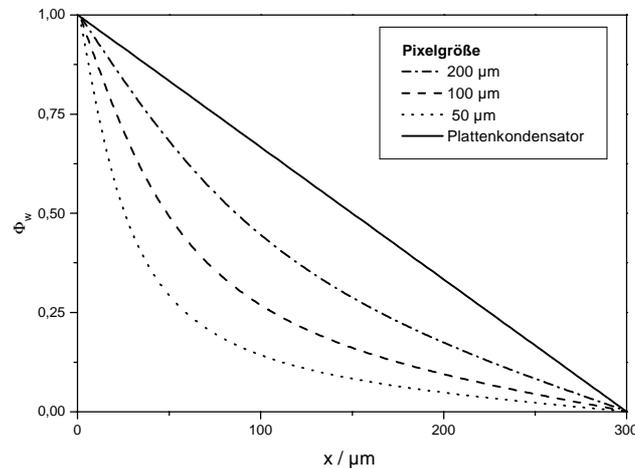


Abbildung 4-17: Verlauf des gewichteten Potentials senkrecht zu der Ausselektrode für verschiedene Pixelgrößen bei einem 300 μm dicken Sensor. Der Querschnitt ist für die Mitte des Pixels dargestellt.

Die Reichweite des gewichteten Potentials in den oder die Nachbarpixel führt dazu, daß auch dort Influenzladung erzeugt wird (Abbildung 4-18). Je mehr sich der Ladungsträger jedoch der Ausselektrode nähert, desto kleiner wird die Ladung auf den Nachbarpixeln. Dies kann man damit erklären, daß sich der Ladungsträger entgegen den Linien des gewichteten Feldes bewegt, also Influenzladung umgekehrten Vorzeichens erzeugt, es fließt also gleichsam ein Strom von diesem Pixel ab (Abbildung 4-19). Die Form des Signalstroms rührt dabei von den unterschiedlichen Anteilen aus der Drift der Löcher und Elektronen.

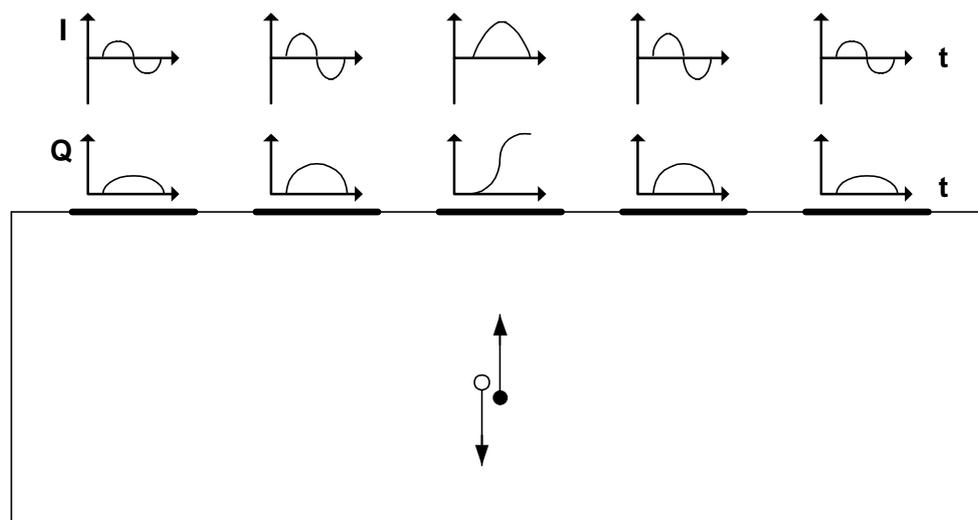


Abbildung 4-18: Influenzladung entsteht auch auf den Nachbarpixeln

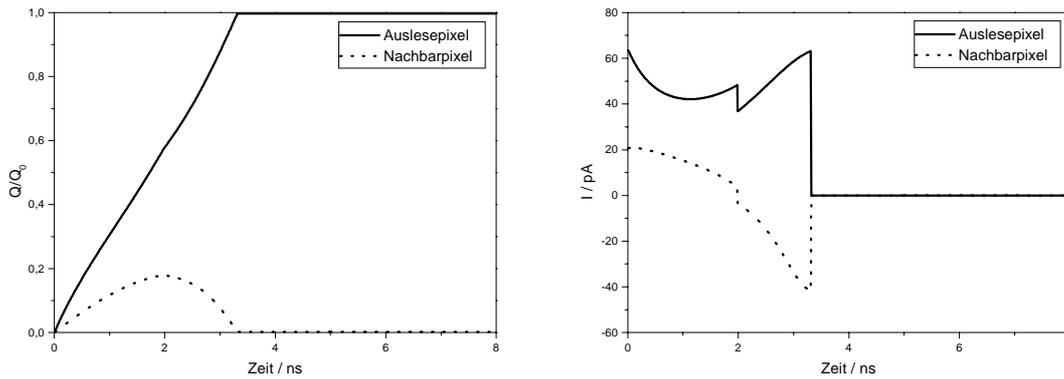


Abbildung 4-19: Influenzladung (links) und Signalstrom (rechts) auf einem Pixel erzeugt von einem auf den ausgelesenen Pixel (durchgezogene Linie) und den Nachbarpixel (punktierte Linie) zudriftenden Ladungsträger. Das Beispiel zeigt einen 300 μm dicken Si-Detektor bei 90 V Depletionsspannung. Erreicht ein Ladungsträger die Elektrode, verschwindet der zugehörige Strom (Kanten in der rechten Abbildung).

Im Falle von *Trapping* (siehe nächstes Kapitel) verschwindet der Ladungsträger nach einer kurzen Driftzeit und die auf den Nachbarpixel influenzierte Ladung kann nicht mehr abfließen; dies führt zu einer Aufteilung der Ladung auf mehrere Pixel und beeinflusst die Ortsauflösung.

4.2.6.2 Trapping und Ladungssammlungseffizienz

In einem realen Sensor muß man davon ausgehen, daß nicht alle erzeugten Elektron-Loch-Paare die Elektrode erreichen, da sie rekombinieren oder in Störstellen eingefangen werden können. Dies führt zu einer unvollständigen Ladungssammlung, die man mit der Ladungssammlungseffizienz CCE (engl.: *charge collection efficiency*) beschreibt:

$$CCE := \frac{\text{gesammelte Ladung}}{\text{erzeugte Ladung}} \quad (4-191)$$

Ein idealer Sensor hat eine CCE von 100 %.

Effekte durch Ladungsträgereinfang und Rekombination beschreibt man durch die Lebenszeit τ der Ladungsträger, die bereits oben eingeführt wurde. Die Auswirkung auf die Ladungssammlung hängt aber auch davon ab, wie weit sich die Ladung in dieser Zeit bewegt, man führt deshalb die effektive Weglänge

$$\lambda = v_D \tau \quad (4-192)$$

ein, die im Falle von senkrecht zu den Elektroden verlaufenden Feldlinien identisch mit dem Schubweg ist [Hecht32]. Oft wird Gleichung (4-192) noch mit Gleichung (4-103) umgeformt zu

$$\lambda = \mu \tau E \quad (4-193)$$

und man verwendet dann das Produkt $\mu \tau$ (engl.: *mobility-lifetime product*) zur Charakterisierung des Sensormaterials. In englischsprachiger Literatur wird in diesem Zusammenhang λ auch als *charge collection distance* bezeichnet.

Dies ist vor allem bei Festkörperionisationskammern üblich, da hier E konstant über den Sensor ist. In diesem Fall erhält man für die Influenzladung Q in Abhängigkeit von der Position x der Wechselwirkung des Photons innerhalb des Sensors mit Hilfe von Ramo's Theorem (4-189)

$$Q(x) = \frac{\lambda_e}{d} (1 - e^{-(d-x)/\lambda_e}) + \frac{\lambda_h}{d} (1 - e^{-x/\lambda_h}) \quad (4-194)$$

Diese Gleichung wird auch als Hecht-Gleichung bezeichnet. Neben dem konstanten elek-

trischen Feld ist auch eine genügende Elektrodengröße vorausgesetzt, damit das gewichtende Potential linear verläuft.

Meistens hat man es jedoch weder mit einem konstanten elektrischen Feld noch mit einem linearen gewichtenden Potential zu tun. Bei manchen Halbleitern hängt zudem die Beweglichkeit noch von dem elektrischen Feld ab. In all diesen Fällen muß man die Influenzladung durch numerische Integration von Gleichung (4-186) berechnen. Die wichtigsten auftretenden Effekte sollen hier kurz aufgelistet und am Beispiel eines 500 μm dicken CdTe Detektors gezeigt werden:

- Abhängigkeit der CCE von dem Ort der Photonwechselwirkung und der Sensorspannung (Abbildung 4-20, links)
- Löcher und Elektronenanteil am Signal sind abhängig von dem Ort der Photonwechselwirkung (Abbildung 4-1, rechts)
- Unterschiedliche Signalhöhe bei Elektronen- und Löcherauslese
- Ladungsverluste, wenn die Ladungssammlungszeit größer ist als die Shaping-Zeit (Abbildung 4-21)

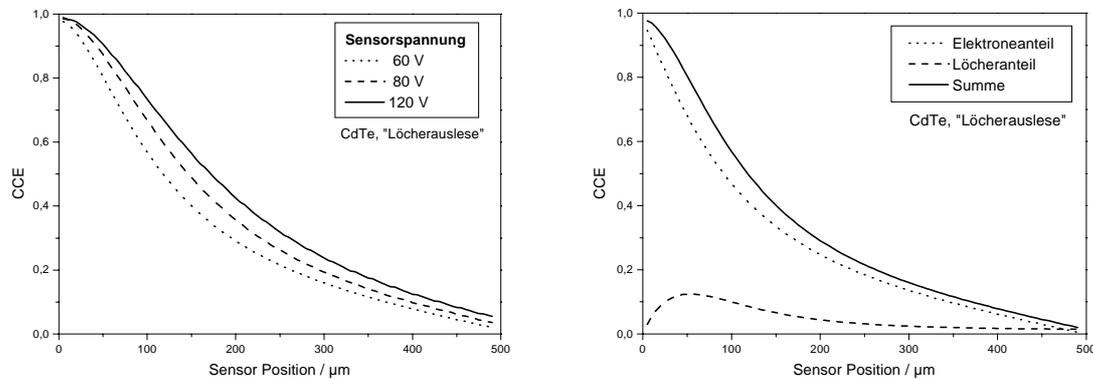


Abbildung 4-20: Ladungssammlung in CdTe in Abhängigkeit von dem Ort der Wechselwirkung. Links: Bei verschiedenen Spannungen, rechts: Zusammensetzung aus Elektronen- und Löcheranteil bei 40 V.

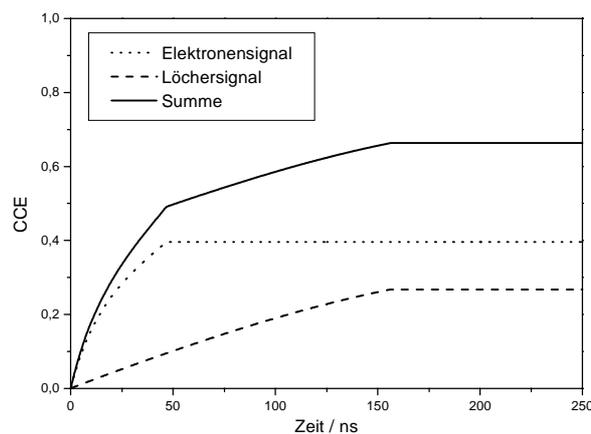


Abbildung 4-21: Zeitlicher Verlauf der Ladungssammlung in CdTe (Löcherauslese, 40V) für eine Wechselwirkung bei $x_0 = 0,25$ d. Das Elektronensignal ist deutlich schneller als das Löchersignal. Die maximale Ladung ist erst nach ca. 150 ns erreicht, bei kleineren Shaping-Zeiten verringert sich die CCE. Wegen des *Trappings* liegt die maximale CCE unter 100 %.

4.3 Silizium

In diesem Kapitel sollen Messungen an den MPEC Chips mit einem Siliziumsensor gezeigt werden. Auch wenn Silizium sicher nicht das Material der Wahl für Röntgenanwendungen ist, kann es als sehr gut verstandenes Sensormaterial dazu dienen, die Bildgebungseigenschaften des Systems näher zu verstehen und das elektrische Verhalten des Auslesechips mit Sensor zu studieren.

4.3.1 Der Sensor

Bei dem Sensor handelt es sich um einen p^+n Sensor, dessen aktive Fläche mit einem Guardring umgeben ist (Abbildung 4-22). Der Sensor ist $300\ \mu\text{m}$ dick und besteht aus 12×63 Bildelementen von $433.4\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$ Größe entsprechend der Geometrie des MPEC 1.1. Das Sensordesign war schon vor der Entwicklung des Bier&Pastis-Chips vorhanden, und sowohl dieser als auch die erste Generation der MPEC-Chips wurden geometrisch auf diesen Sensor abgestimmt um Entwicklungs- und Herstellungskosten einzusparen.

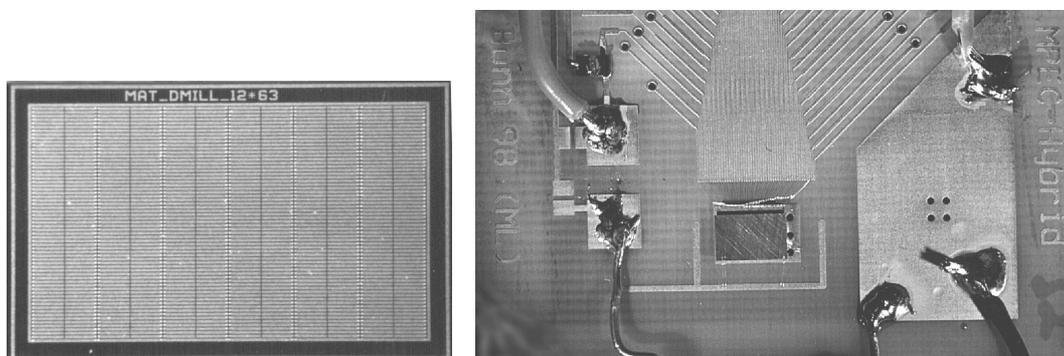


Abbildung 4-22: Strukturierte Seite des Sensors (links) und MPEC 1.1/Silizium Modul auf dem Auslesehybrid (rechts).

Die Chip-Sensor Verbindung wurde mittels Blei-Zinn *Bumps* am Fraunhofer Institut für Zuverlässigkeit und Mikrointegration (IZM) in Berlin durchgeführt (siehe Anhang).

Der Sensor zeichnet sich durch einen sehr niedrigen Leckstrom von weniger als $10\ \text{nA}$ bei $90\ \text{V}$ aus (Abbildung 4-23). Dies läßt ein niedriges Elektronikrauschen erwarten.

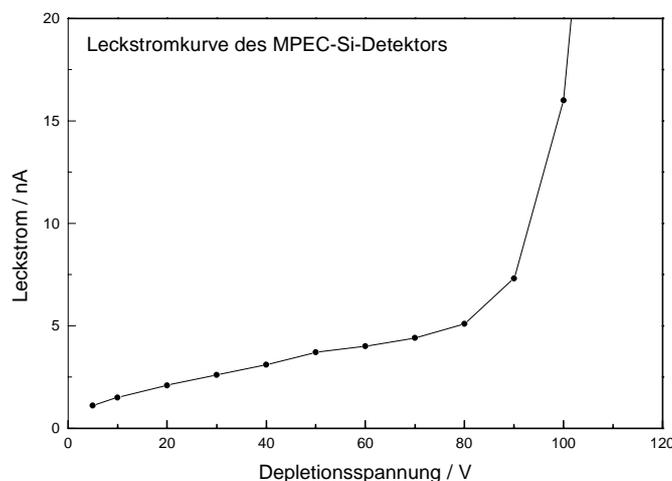


Abbildung 4-23: Leckstromkurve des Silizium Sensors

4.3.2 Elektronikperformance mit Sensor

Man erwartet sowohl durch den Leckstrom des Sensors als auch durch die erhöhte Eingangskapazität am Verstärker einen Anstieg des Elektronikrauschens gegenüber den Messungen ohne Sensor. Dies konnte in der Tat gemessen werden (Abbildung 4-24), mit Sensor beträgt das Rauschen 135 e im Vergleich zu 44 e ohne Sensor (Kapitel 3.3.2).

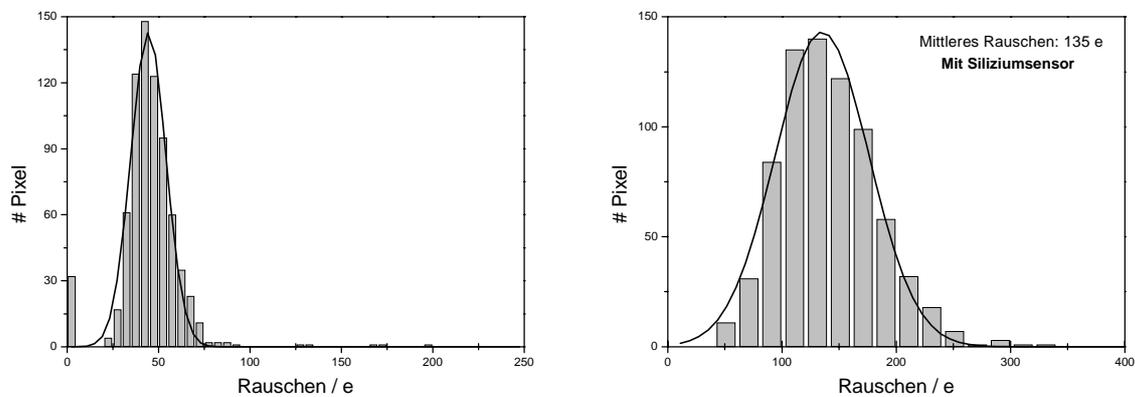


Abbildung 4-24: Elektronikrauschen des MPEC 1.1 ohne (links) und mit Sensor (rechts) [Fisch99]

Entsprechend dem höheren Elektronikrauschen erwartet man, daß auch die niedrigste einstellbare Schwelle mit Sensor höher liegt. Die Verteilung der Schwellen ist in Abbildung 4-25 gezeigt, sowohl mit als auch ohne Feineinstellung. Man sieht, daß die Schwelle auf 1750 e eingestellt werden mußte, um den Sensor betreiben zu können, und systematische Variationen weder bei den justierten Schwellen noch ohne Feineinstellung sichtbar sind.

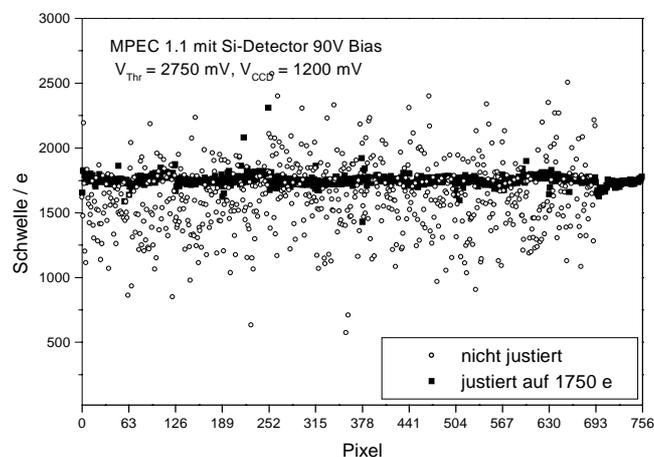


Abbildung 4-25: Schwellen des MPEC 1.1 mit Siliziumsensor bei 90 V Depletionsspannung [Fisch99]

Die Daten aus Abbildung 4-25 sind in Abbildung 4-26 histogrammiert aufgetragen. Die Breite der Schwellenverteilung beträgt über den gesamten Detektor nur 27 e. Dies ist ein wichtiger Punkt für die Homogenität des Systems, da eine Konstanz der Ansprechempfindlichkeit der Elektronik in allen Zellen eine Grundvoraussetzung ist, um diesen ohne Korrektur betreiben zu können. Direkte Messungen der Homogenität werden später gezeigt.

Auffällig sind die im Vergleich zu der Erwartung aus der Rauschmessung ($5 \cdot \sigma \ll 1000$ e) deutlich höheren Schwellen von 1750 e. Dies resultiert aus Digital-Analog Übersprechen, hauptsächlich über den Sensor; ohne Sensor konnte man mit einer Schwelle von 500 e arbeiten.

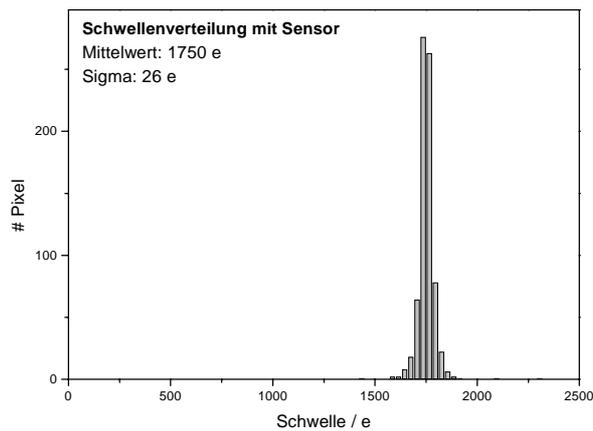


Abbildung 4-26: Schwellenverteilung MPEC 1.1 (justiert) mit Siliziumsensor [Fisch99]

4.3.3 Radiogramme

Entscheidend für ein bildgebendes System sind seine Abbildungseigenschaften. Daher sollen nun zuerst mir diesem Detektor aufgenommene Radiogramme gezeigt werden.

Abbildung 4-27 zeigt das Radiogramm einer Messingmutter mit einem Durchmesser von 3 mm, aufgenommen mit einer ^{241}Am Quelle²⁰ bei einer Schwelleneinstellung von 1750 e. Man erkennt folgendes:

- Das Radiogramm enthält nur wenige rauschende und defekte Pixel, die auf Elektronikdefekte zurückzuführen sind und nicht auf Fehler bei der Chip-Sensor Verbindung.
- Die Qualität der Abbildung leidet unter der schlechten Ortsauflösung durch die rechteckigen Pixel, vor allem in x-Richtung (433.4 μm Pixelgröße)
- Die Zählrate am Rand des Detektors liegt deutlich höher als in der Mitte, was auf eine effektiv größere Pixelfläche schließen lässt. Dies ist erstaunlich, da der Guardring des Sensors angeschlossen ist und eigentlich Inhomogenitäten am Rand verhindern sollte. Auch eine Variation des Potentials des Guardrings änderte nichts an dem Resultat. Dieser Effekt konnte nicht vollständig aufgeklärt werden [Fisch99].

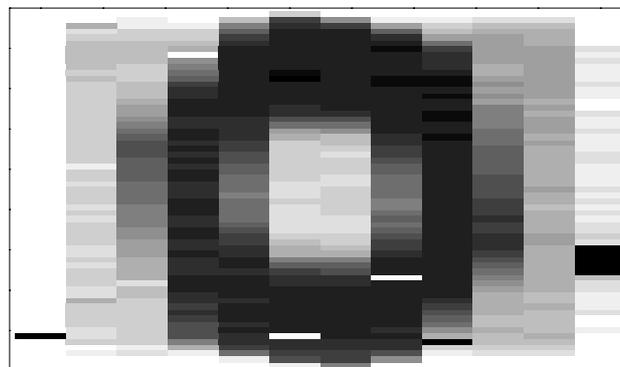


Abbildung 4-27: Radiogramm einer Messingmutter, 3 mm \varnothing , ^{241}Am [Fisch99]

Die in Abbildung 4-28 gezeigten Radiogramme sind mit einer Röntgenröhre (Siemens Röntgenkugel) bei einer Röhrenspannung von 60 kV aufgenommen worden. Im Unterschied

²⁰ Die γ -Linien der Americium-Quelle sind im Anhang aufgelistet.

zu dem in Abbildung 4-27 gezeigten Radiogramm, das mit einer radioaktive Quelle aufgenommen wurde, wirkt es in den Bildbereichen mit höherer Rate inhomogener. Dies ist durch Fehlstände des Zählers verursacht, die auftreten, wenn ein Refresh-Puls während eines Zählereignisses gegeben wird. Die genaue Ursache dieses Fehlers wurde in Kapitel 3.6.2 bereits diskutiert und ist bei den neuesten Chip-Generationen behoben.

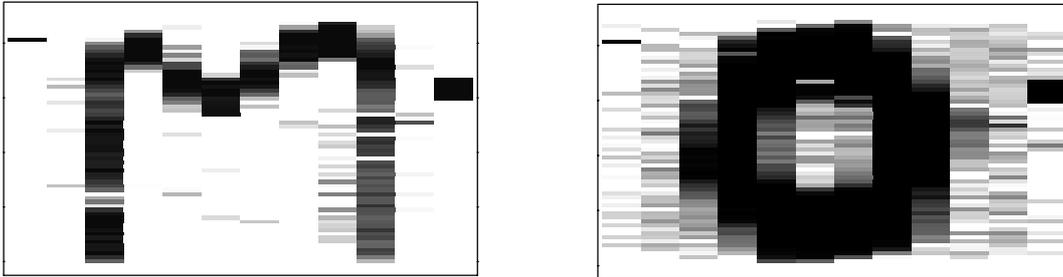


Abbildung 4-28: Radiogramme mit einer Röntgenröhre. Links: Lötzinndraht, 0,3 mm Durchmesser, rechts: Messingmutter, 3 mm Durchmesser

4.3.4 Ortsauflösung

Der hier untersuchte Prototyp Chip mit den rechteckigen Pixeln wurde zwar nicht für reale Abbildungsaufgaben sondern nur für Testmessungen entworfen, dennoch sollen seine Abbildungseigenschaften etwas näher beleuchtet werden.

Zuerst soll der subjektive Eindruck der Ortsauflösung betrachtet werden. Dazu ist in Abbildung 4-29 eine Plastikspitze mit ^{137}Cs (514 keV β , siehe Anhang) bestrahlt worden. Durch die kleine Dimension der Pixel in y-Richtung ($50\ \mu\text{m}$) entsteht der Eindruck einer geraden Linie trotz der unzureichenden Auflösung in x-Richtung. Die Abbildung der Spitze selber wird erst im Querschnitt parallel zu der y-Achse sichtbar (Abbildung 4-29, rechts). Auch in dem Bereich wo die Breite des Objekts weniger als $50\ \mu\text{m}$ beträgt, ist die Modulation nicht 0.

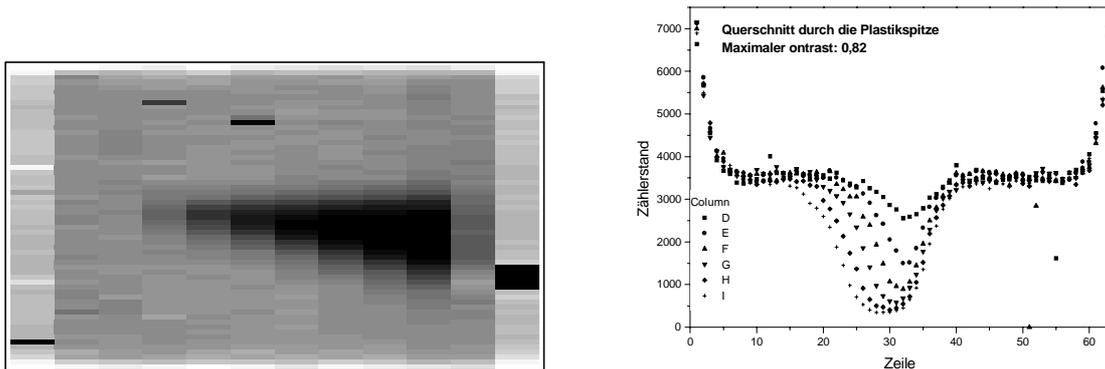


Abbildung 4-29: Abbildung einer Spitze. Links ist das Radiogramm gezeigt, rechts Querschnitte durch die Spalten 3-9.

Um konkrete Aussagen über die Auflösung zu machen, wurde eine 1 mm Cu Platte mit vier Löchern von $200\ \mu\text{m}$, $400\ \mu\text{m}$, $600\ \mu\text{m}$ und $800\ \mu\text{m}$ Durchmesser versehen. Das Objekt wurde direkt auf den Sensor gelegt, um geometrische Unschärfen auszuschließen und mit der Röntgenröhre bei 60 kV Spannung belichtet. Das Resultat ist in Abbildung 4-30 zu sehen, zur deutlicheren Darstellung wurde eine Konturfunktion verwendet. Man sieht das $200\ \mu\text{m}$ Bohrloch gerade noch, die Auflösung des Systems liegt also in dieser Größenordnung.

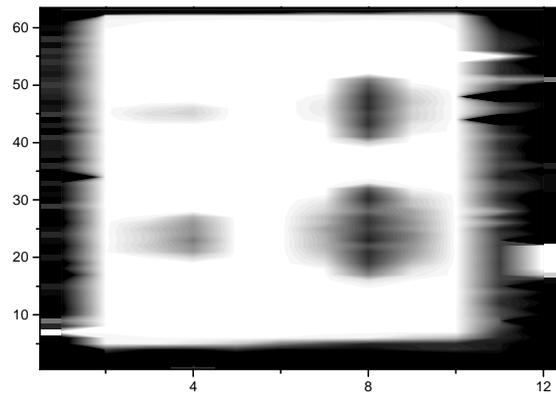


Abbildung 4-30: Radiogramm von vier Löchern mit 200 µm (unten links), 400 µm (oben links), 600 µm (oben rechts) und 800 µm (unten rechts) Durchmesser.

Um zu einer quantitativen Aussage zu gelangen, wurde ein Querschnitt durch die Spalte 8 untersucht (Abbildung 4-31). Da die Bohrlöcher deutlich größer sind als die Pixelgröße, erkennt man eine Aufeinanderfolge von hellen und dunklen Kanten, die man entsprechend Kapitel 2.4.5.4 zur Bestimmung der Ortsauflösung heranziehen kann. Dazu wurde die Ableitung der Kurve gebildet (Abbildung 4-31, rechts) und Gaußkurven an die Daten angepaßt.

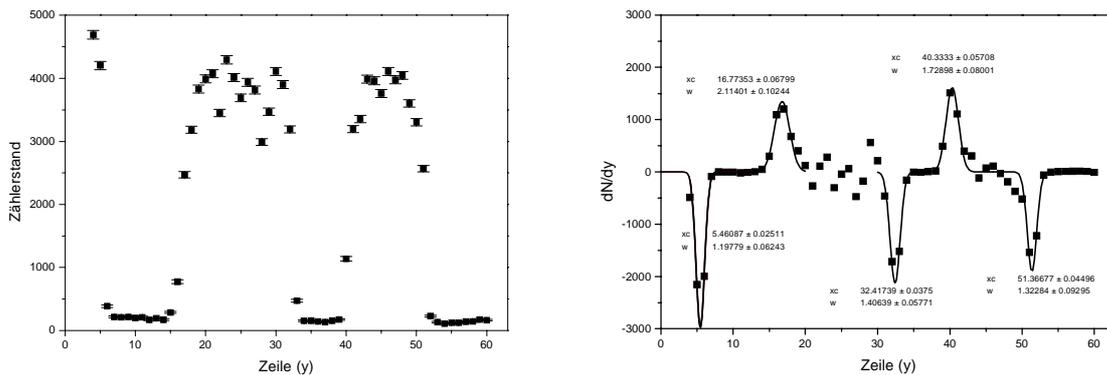


Abbildung 4-31: Querschnitt durch Spalte 8 von Abbildung 4-30 (links) und Ableitung (rechts)

Die resultierenden Auflösungen für die einzelnen Übergänge sind in Tabelle 12 gelistet. Bildet man nun den gewichteten Mittelwert, erhält man $\sigma = 36,6 \pm 1,5 \mu\text{m}$. Dies ist deutlich schlechter als der theoretische Fehler der Ortsauflösung bei 50 µm Pixeln (14,4 µm) und liegt auch noch über dem Wert der Ortsauflösung von Streifendetektoren mit 50 µm Pitch bei binärer Auslese von $\sigma = (23,7 \pm 0,8) \mu\text{m}$, gemessen an dem „Bioscope-System“ [Ove98].

Tabelle 12: Ergebnisse des Fits

$\sigma_1 = (30,0 \pm 1,5) \mu\text{m}$
$\sigma_2 = (53,0 \pm 2,5) \mu\text{m}$
$\sigma_3 = (35,0 \pm 1,5) \mu\text{m}$
$\sigma_4 = (43,0 \pm 2,0) \mu\text{m}$
$\sigma_5 = (33,0 \pm 2,5) \mu\text{m}$
Mittelwert: $\sigma = (36,6 \pm 1,5) \mu\text{m}$

Zur weiteren quantitativen Untersuchung der Ortsauflösung, wurde eine Linienbildfunktion gemessen, um daraus entsprechend Kapitel 2.4.5.3 die MTF zu berechnen unter Um-

gehung der Probleme durch die Pixelstruktur des Sensors. Als Spalt wurde eine Schiebellehre verwendet und möglichst dicht am Sensor positioniert, als Röntgenquelle wurde die Siemens Röntgenkugel verwendet. Das Radiogramm des Spaltes bei 60 keV Röhrenspannung ist in Abbildung 4-32 gezeigt. Anschließend wurde das Koordinatensystem entlang des Spaltes gelegt und die für die Querschnitte senkrecht zu dem Spalt die Matrixeinträge gegen die Ortskoordinate aufgetragen (Abbildung 4-33, links). An diese Daten wurde die Linienbildfunktion (2-55) angepaßt und mit Hilfe von (2-56) die MTF berechnet (Abbildung 4-33, rechts).

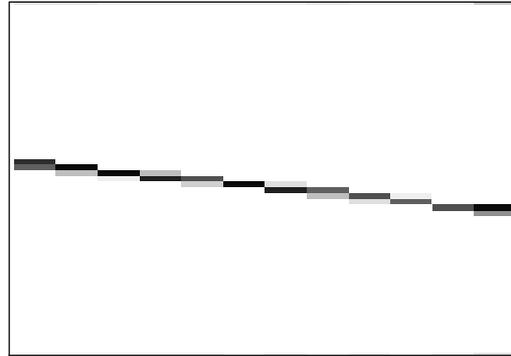


Abbildung 4-32: Radiogramm eines Spaltes [Fisch99]

Aus Abbildung 4-33 bekommt man zwei Werte, welche die Ortsauflösung des Systems charakterisieren. Der eine ist die Breite der Linienbildfunktion von $\sigma_{LSF} = 25 \mu\text{m}$ und zum anderen der NEP-Wert (2-62) bei dem die MTF den Wert 0,3 annimmt. Hier findet man $NEP = 9,5 \text{ lp/mm}$. Dies korrespondiert gut mit den Erwartungen an die Ortsauflösung in der y-Richtung ($50 \mu\text{m}$ Pixelgröße).

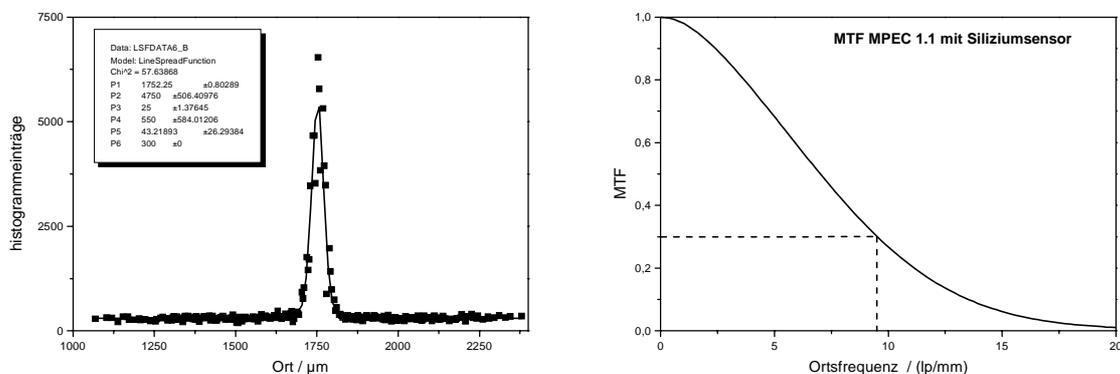


Abbildung 4-33: Linienbildfunktion (links) und MTF (rechts) [Fisch99]

4.3.5 Homogenität und Bildrauschen

Zur Bestimmung der Homogenität wurden zwei Experimente durchgeführt. Das erste war eine Messung im Labor mit einer ^{241}Am γ -Quelle. Dabei wurde der Sensor entsprechend der Beschreibung in Kapitel 2.4.2 homogen ausgeleuchtet und anschließend die Zählrate der einzelnen Pixel histogrammiert (Abbildung 4-34). Die Messung wurde einmal ohne und einmal mit Justierung der Schwellen auf 2500 e durchgeführt. Man erkennt eine deutliche Verbesserung der Homogenität mit Schwellenjustierung ($H = 0.49$ gegenüber $H = 0.31$ ohne Justierung). Die unterschiedlichen Mittelwerte liegen darin begründet, daß die mittlere Schwelle ohne Justierung etwas höher lag und so ein Teil der niederenergetischen Am-Linien angeschnitten wurde.

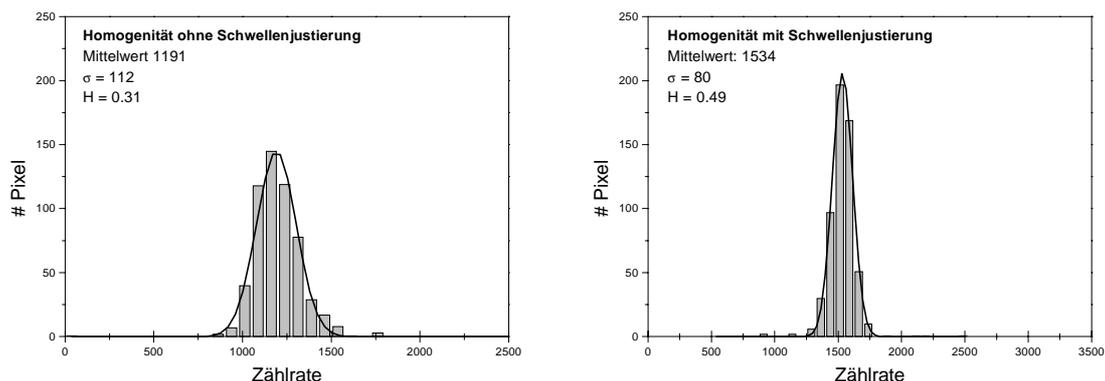


Abbildung 4-34: Homogenität ohne (links) und mit Schwellenjustierung (rechts). Beide Messungen wurden mit einer ^{241}Am -Quelle durchgeführt.

Des weiteren fand eine Messung der Homogenität mit einem fokussierten Synchrotronstrahl an der ESRF in Kollaboration mit dem Paul Scherrer Institut in Villigen, Schweiz [Brö2000] statt. Dort wurde der Detektor zum einen mit einem quadratischen, $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ großen monoenergetischen Synchrotronstrahl gescannt, zum anderen mit dem monoenergetischen Strahl komplett ausgeleuchtet. Auf die näheren experimentellen Details soll hier nicht eingegangen sondern auf die Literatur verwiesen werden [Brö2000] [Flo2000].

Für die homogene Ausleuchtung des Detektors bei einer Strahlenergie von 12 keV wurde der Sensor mit 120 V betrieben und eine Schwelle von 2000 e eingestellt. Die Messung der Homogenität ist in Abbildung 4-35 zu sehen. Die durch die Schwellenjustierung schon gute Homogenität konnte mit Hilfe einer Homogenitätskorrektur weiter verbessert werden. Die hier gemessenen Werte lagen bei $H = 0,48$ ohne und $H = 0,70$ mit Korrektur. Der Wert mit Schwellenjustierung alleine stimmt dabei sehr gut mit dem im Labor erhaltenen Wert überein.

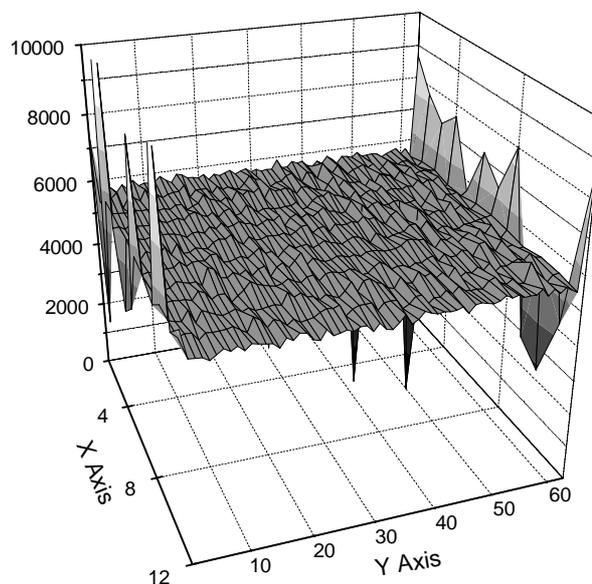


Abbildung 4-35: Detektorhomogenität mit Korrektur [Brö99]

Trotz dieser sehr guten Homogenität ist die Effizienz des Sensors nicht über den ganzen Pixel konstant, sondern es kann zwischen zwei Pixeln und an der Ecke von vier Pixeln durch Ladungsteilung zu Mehrfachtreffern oder Signalverlust kommen, je nachdem, wie groß das Signal ist und wie die Schwellen eingestellt sind. In Abbildung 4-36 ist ein 2-D Scan des

Sensors in 5 μm Schritten gezeigt. In den Ecken zwischen vier Pixeln sieht man hier eine geringere Zählrate, da die Schwelle so hoch eingestellt ist, daß bei Ladungsteilung (Ladung im Pixel $< Q/2$) die Signale unter der Schwelle bleiben.

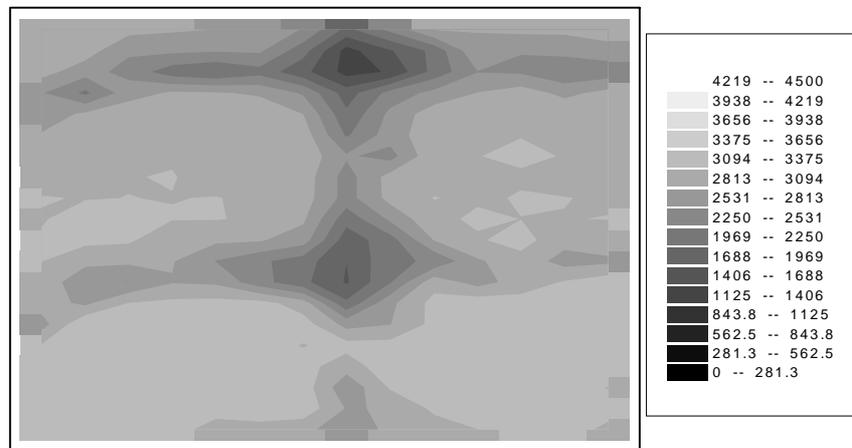


Abbildung 4-36: 2D-Scan über einen Teil des Sensors. Am Rand von 4 Pixeln ist die Effizienz reduziert [Brö99].

Aus den Daten zur Messung der Homogenität wurde ebenfalls der Signal-Rausch Abstand (2-26) in Abhängigkeit der mittleren Rate auf dem Sensor gemessen. Die als problematisch bekannten Randpixel wurden dabei ausgenommen. Neben den SNR-Werten wurde auch die für einen idealen Sensor mit reinem Quantenrauschen erwartete Kurve aufgetragen (Abbildung 4-37). Man erkennt, daß im Bereich sehr niedriger Zählraten die gemessenen Werte mit den Erwartungen innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen, dann aber die Meßdaten deutlich unter dem physikalischen Limit liegen. Die erklärt sich durch, daß die gemessenen Photonenzahl pro Pixel nicht nur durch das Quantenrauschen fluktuiert, sondern zusätzlich durch unterschiedliche Detektoreffizienzen. Allerdings liegt das SNR über den ganzen gemessenen Bereich bei sehr hohen Werten ($\text{SNR} > 20$ ab $\langle N \rangle > 900$).

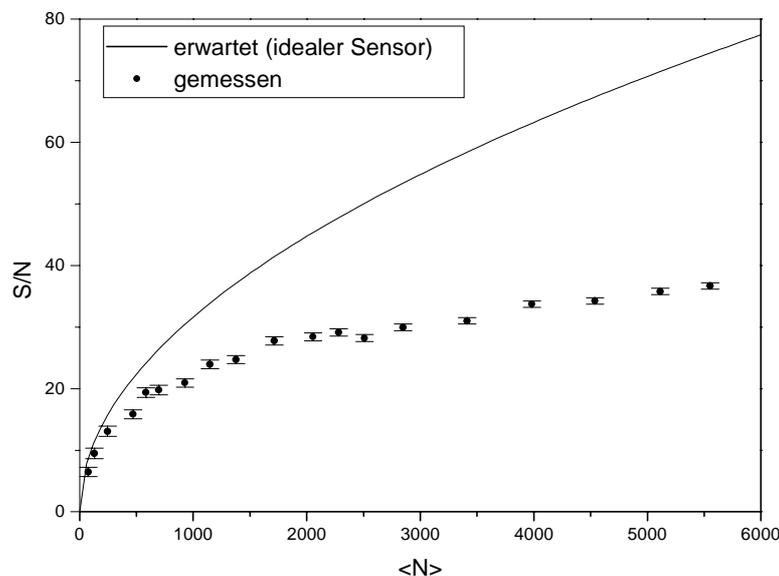


Abbildung 4-37: Signal-Rausch-Abstand des MPEC 1.1 mit Siliziumsensor

4.3.6 Linearität und Dynamik

Als einer der wesentlichen Vorteile eines zählenden Systems gilt der große dynamische Bereich und das lineare Antwortverhalten. Daher soll hier eine Messung der Zählrate in Abhängigkeit von der Belichtungszeit gezeigt werden.

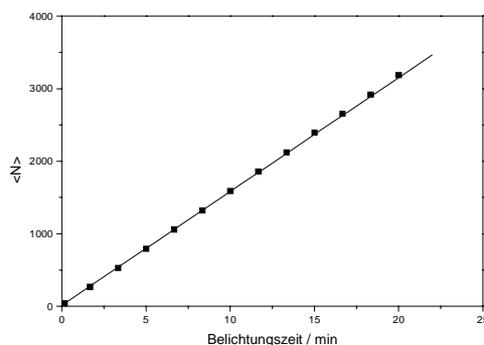


Abbildung 4-38: Zählrate in Abhängigkeit der Belichtungszeit [Fisch99]

Wie man anhand Abbildung 4-38 erkennt, liefert der MPEC mit Siliziumsensor ein perfekt lineares Verhalten. Der große Dynamikbereich kann dazu dienen, durch Betrachten eines speziellen Zählratenbereichs Bilddetails sichtbar zu machen, die in der „normalen“ Abbildung über den gesamten Kontrastumfang von dem menschlichen Auge nicht aufgelöst werden können. Dies ist in Abbildung 4-44 anhand eines Radiogramms eines Golddrahtes von 100 μm Durchmesser demonstriert. Links im Bild ist der Draht kaum zu erkennen, kann aber durch ein spezielles Zählratenfenster deutlich sichtbar gemacht werden. Hier zeigt sich ein wesentlicher Vorteil der digitalen Radiographie.

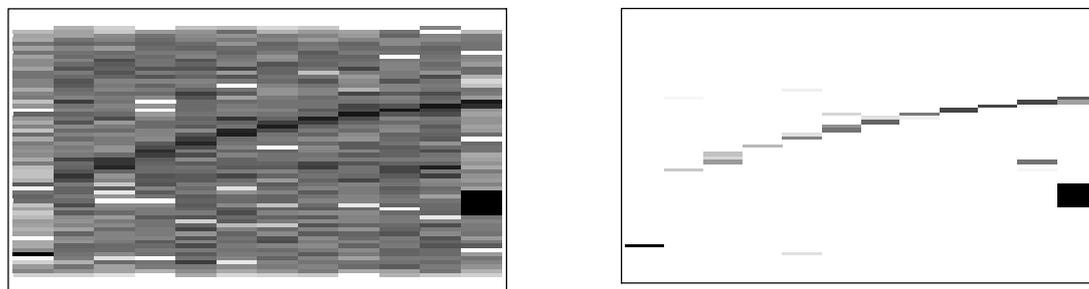


Abbildung 4-39: Radiogramm eines 100 μm Golddrahtes. Rechts ein Zählratenfenster, um den Draht besser hervorzuheben.

4.3.7 Zusammenfassung

Anhand der Messungen mit dem Siliziumsensor konnten sehr schön die Vorteile eines zählenden Pixeldetektors mit Schwellenjustierung gezeigt werden, man erhält eine ausgezeichnete Bildhomogenität und sehr gute Linearität. Der Bildeindruck ist hier allerdings durch die rechteckige Pixelgeometrie getrübt, aber die gute MTF in der 50 μm Richtung läßt darauf schließen, daß sich mit Silizium keine prinzipiellen Probleme in Bezug auf die Ortsauflösung ergeben sollten.

Diese positiven Aspekte dürfen allerdings nicht darüber hinwegtäuschen, daß Silizium aufgrund der geringen Röntgenabsorption als Sensormaterial für die Röntgenbildgebung nicht geeignet ist. Höchstens für Spezialanwendungen wie Synchrotronstrahlung oder Mammographie, wo die Röntgenenergien deutlich geringer sind, ist Silizium ein auch für konkrete Anwendungen interessantes Sensormaterial.

4.4 Galliumarsenid

Diese Kapitel beschäftigt sich mit Messungen, die an MPEC 1.1 Chips mit GaAs-Sensoren durchgeführten wurden. Hier stand weniger das Verhalten des Röntgenchips im Vordergrund – das ja bereits anhand des Siliziumsensors untersucht wurde, sondern die Besonderheiten von GaAs als Sensormaterial. Der direkte Vergleich von zwei identischen Auslesesystemen mit unterschiedlichen Sensoren ermöglichte dabei auch quantitative Aussagen zu der Sensoreffizienz.

4.4.1 Besonderheiten des Materials

Der Halbleiter GaAs läßt sich nur deutlich unreiner herstellen als Silizium. So enthält das Material viele flache und auch tiefe Störstellen. Manche Verunreinigungen, wie z. B. Silizium, können dabei sowohl als Donatoren als auch als Akzeptoren wirken, je nach dem, wie es in das Kristallgitter eingebaut wird. Silizium ist dabei der wichtigste Donator, Kohlenstoff der wichtigste Akzeptor. Die wichtigste tiefe Störstelle ist der so genannte EL2-Defekt, dessen Ursache in Arsen-Atomen liegt, die einen Galliumgitterplatz einnehmen [D'Aur97]. Sie liegt energetisch etwa in der Mitte der Bandlücke und wirkt als Donator. Der diesem entsprechende umgekehrte Effekt, also ein Gallium-Atom auf einem Arsenplatz, erzeugt einen flachen Akzeptor, der allerdings wenig relevant ist [Run97]. Das gleichzeitige Vorhandensein von Akzeptoren und Donatoren führt zu einer gegenseitigen Kompensation, man spricht daher auch von einem semiisolierenden Material (SI-GaAs)

Die Lage der EL2 Störstelle inmitten der Bandlücke führt nun dazu, daß ihre Lage relativ zum Quasiferminiveau über den Sensor nicht konstant ist und somit die Besetzungswahrscheinlichkeit variiert (Abbildung 4-40).

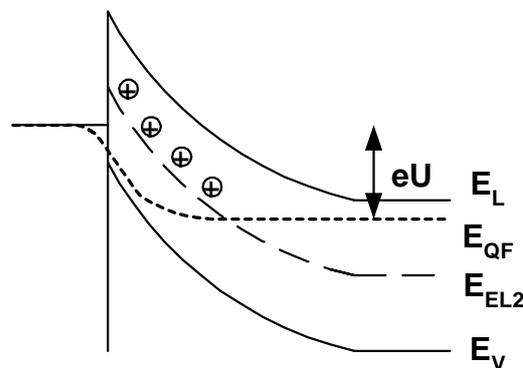


Abbildung 4-40: Verlauf des Quasiferminiveaus an einer Schottkydiode nach [Rho72] und resultierende Variation der Besetzung der EL2 Störstelle

Dies führt zu Abweichungen von der linearen Feldverteilung der Schottkydiode und Ausbildung einer toten Zone, in der nur ein sehr geringes elektrisches Feld herrscht [Che95] [Cola96] [Kub94] [Lin97]. Ein Beispiel für die elektrische Feldverteilung in einer GaAs-Schottkydiode berechnet mit dem Drift-Diffusions Modell unter numerischem Lösen der Poisson- und Kontinuitätsgleichung ist in Abbildung 4-41 gezeigt.

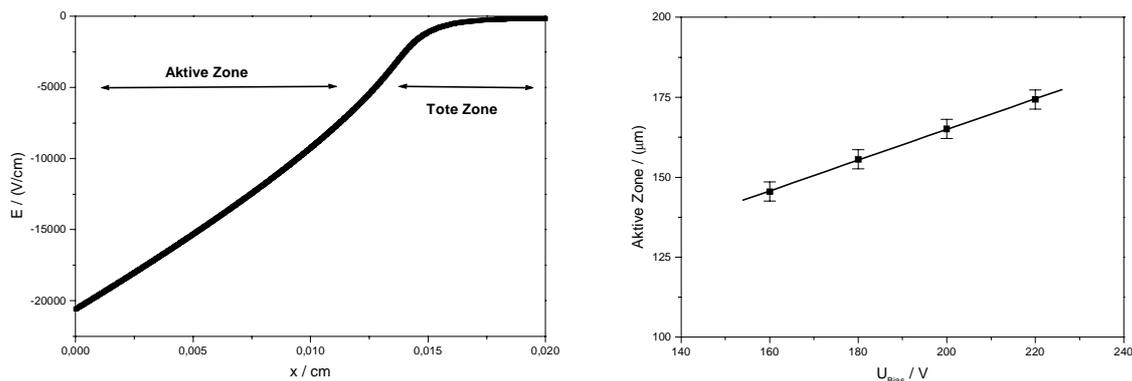


Abbildung 4-41: Elektrisches Feld in der GaAs Schottkydiode (links) bei 180 V Spannung [Lin97]. Die Ausleselektrode (Anode) befindet sich bei $x = 0$. Rechts: Abhängigkeit der aktiven Zone von der Sensorspannung.

Die Größe der aktiven Zone ist dabei linear von der angelegten Spannung abhängig [Lin97] [Rog99], zumindest im Bereich hoher Spannungen. Dies ist in Abbildung 4-41 rechts gezeigt.

Neuere Modelle, die die Besetzungswahrscheinlichkeit der EL2 Störstellen nicht mit der Quasifermiverteilung sondern mit Elektron/Loch Einfang- und Emissionsprozessen beschreiben (Shockley-Read-Hall Besetzungsfaktor) [Rog99] ergeben zwar nach wie vor die tote Zone, aber im Bereich nahe der Ausleselektrode eine Sättigung der Feldstärke.

4.4.2 Der GaAs-Sensor

Der in dieser Arbeit untersuchte Sensor stammt von einem nach dem LEC (engl.: *Liquid Encapsulated Czochalski*) Verfahren von der Firma Freiburger Compound Materials (FCM) hergestellten 6 Zoll Wafer. Die Metallisierung wurde im Materialforschungszentrum der Universität Freiburg (FMF) auf den Sensor aufgebracht. Zur Realisierung der Schottkykontakte wurde ein Mehrlagen-Kontakt aus Ti, Pt, Au und Ni auf beiden Seiten verwendet. Um die Durchbruchfestigkeit zu erhöhen, wurde in den Sensor auf der Rückseite Sauerstoff implantiert ($5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ bei 390 keV). Die Vorderseite ist entsprechend der Geometrie des MPEC 1.1 in 12×63 Pixel der Größe $433.4 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ segmentiert (Abbildung 4-42). Die Dicke des Sensors beträgt $300 \mu\text{m}$.

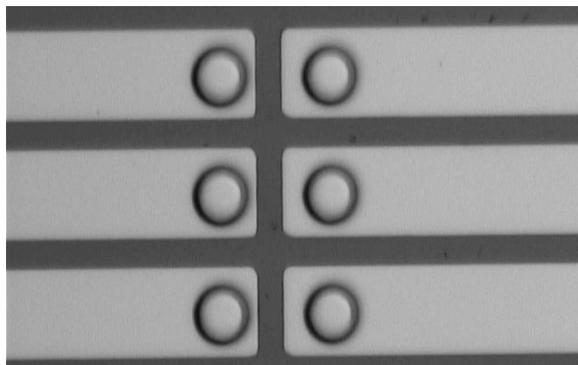


Abbildung 4-42: Ausschnitt aus der strukturierten Seite des GaAs-Sensors. Man erkennt deutlich die Erhöhung durch die Underbump-Metallisierung [Lin2001a]

Die Chip-Sensor-Verbindung wurde wieder mit Blei-Zinn *Bumps* am IZM durchgeführt (siehe Anhang). Im Unterschied zu dem Aufbau mit Silizium mußte allerdings der Anschluß für die Depletionsspannung auf der Rückseite des Sensors geklebt werden, da die Gold-Me-

tallisierung des Sensors für die Drahtbondmaschine zu dünn ist. Dazu wurde ein flüssiger Graphitkleber verwendet.

Der an einem der Sensoren gemessene Leckstrom ist in Abbildung 4-43 gezeigt. Er liegt fast um einen Faktor 500 höher als bei dem gleich großen Siliziumsensor. Dies entspricht den Erwartungen an einen durch den Generationsstrom dominierten Leckstrom, da nach Kapitel 4.2.2, Gleichung (4-160), dieser ansteigt, wenn Störstellen in der Mitte der Bandlücke vorhanden sind.

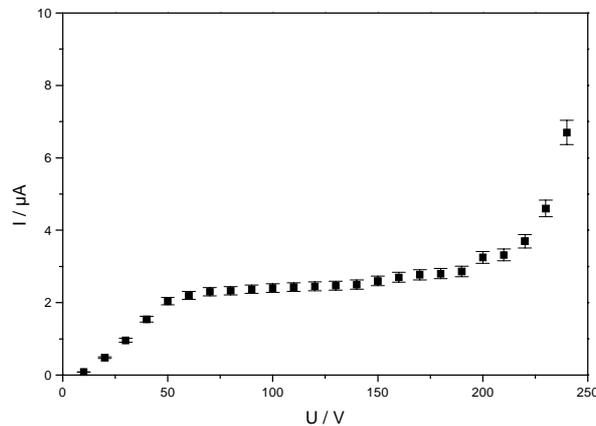


Abbildung 4-43: Leckstromkurve eines der untersuchten GaAs-Sensoren. Die Durchbruchspannungen lagen im Bereich von 220-230 V.

4.4.3 Radiogramm

Abbildung 4-44 zeigt ein mit einem GaAs-Sensor und einer ^{241}Am -Quelle aufgenommenes Radiogramm einer Mutter. Die Sensorspannung betrug 220 V, um eine möglichst hohe Effizienz zu erzielen. Zur Verbesserung der Bildqualität wurde eine Homogenitätskorrektur angewendet und die Mutter ist klar erkennbar. Dennoch ist die Anzahl der rauschenden und defekten Pixel größer als bei dem Silizium Sensor (Kapitel 4.3.3).

Erwähnenswert ist das Verhalten des Sensors am Rand. hier erkennt man keinen systematischen Anstieg der Zählrate; dies bestätigt nochmals, daß der Anstieg der Zählrate am Rand bei den Siliziumsensoren ein Problem des Sensors ist und nicht des Auslesechips.

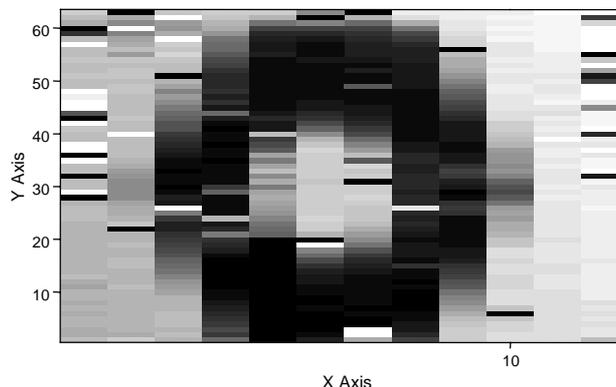


Abbildung 4-44: Radiogramm einer 3 mm Mutter mit einem GaAs-Sensor [Lin2001a]

4.4.4 Ortsauflösung

Zur Bestimmung der Ortsauflösung wurde wieder die schon für die Messungen mit Siliziumsensor verwendete Lochstruktur benutzt und mit einer ^{241}Am -Quelle bestrahlt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4-45 dargestellt zusammen mit dem Querschnitt durch Spalte 4 (das

Objekt ist diesmal anders auf dem Sensor positioniert als bei der Messung an dem Siliziumsensor).

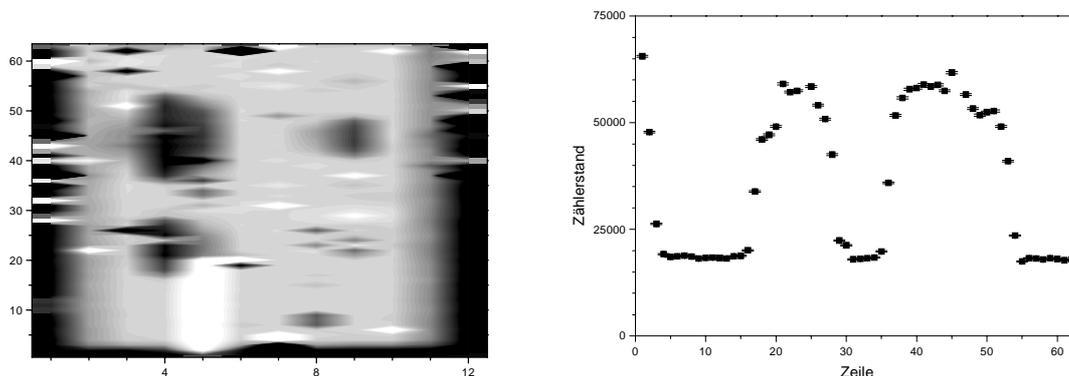


Abbildung 4-45: Radiogramm einer Lochstruktur mit vier Löchern von 200 µm bis 800 µm Durchmesser (links) und Querschnitt durch Spalte 4 (rechts).

Auch hier wurden wieder die Kanten der Abbildung untersucht. Für das gewichtete Mittel aus allen vier Meßwerten erhält man $\sigma = (47,9 \pm 1,3) \mu\text{m}$. Dieser Wert ist etwas schlechter als der an dem Siliziumsensor gemessene Wert, eine Ursache könnte in der Homogenität des Sensors liegen, die im folgenden näher untersucht wird.

4.4.5 Effizienz, Homogenität und Bildrauschen

Die in diesem Kapitel beschriebenen Messungen beruhen auf dem direkten Vergleich zweier identischer Systeme, einmal mit Siliziumsensor und das andere mal mit GaAs. Dies ermöglicht Aussagen über die Sensoreffizienz durch Messung der Absorption einer γ -Quelle, ohne deren Aktivität zu kennen.

4.4.5.1 Homogenität bei niedrigen Röntgenenergien

Zuerst wurden beide Sensoren mit einer ^{109}Cd -Quelle mit γ -Energien von 22 keV (85%), 25 keV (18%) und 88 keV (4%) mit identischen Belichtungszeiten homogen ausgeleuchtet. Die Schwellen wurden für beide Messungen eingestellt unter Verwendung der Schwellenjustierung auf 2000 e; die Sensorspannung betrug 100 V für Silizium bzw. 250 V für GaAs.

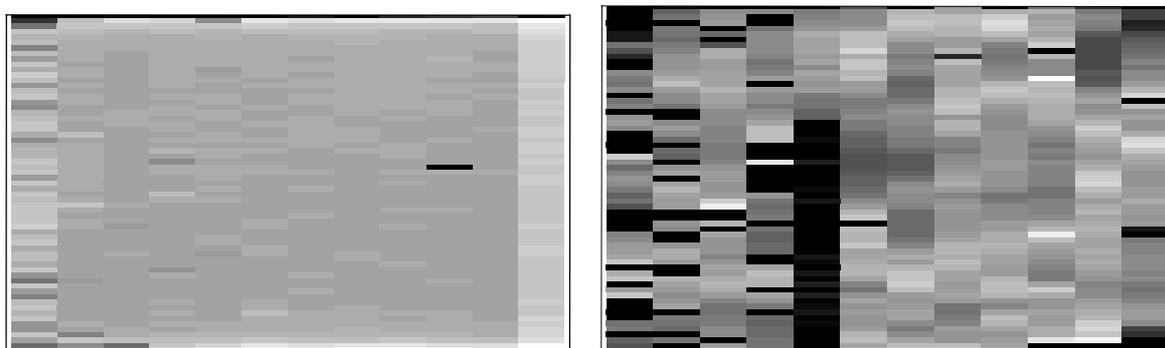


Abbildung 4-46: Homogene Ausleuchtung des Siliziumensors (links) und des GaAs Sensors (rechts) mit einer ^{109}Cd Quelle [Lin2001a].

Gleich auf den ersten Blick erkennt man in Abbildung 4-46, daß der GaAs Sensor deutlich inhomogener ist als der Siliziumsensor. Des weiteren erkennt man wieder das Randproblem dieses Siliziumensors und eine zur Hälfte defekte Spalte bei dem GaAs Sensor, die von einem Defekt in einem der 12 Zählerschieberegister herrührt. Um die Homogenität quantitativ zu bestimmen, werden beide Zählraten historammiert (Abbildung 4-47) und es wird eine

Gaußkurve an die Daten angepaßt unter Vernachlässigung des Randes bei Silizium bzw. der defekten Pixel bei dem GaAs-Sensor.

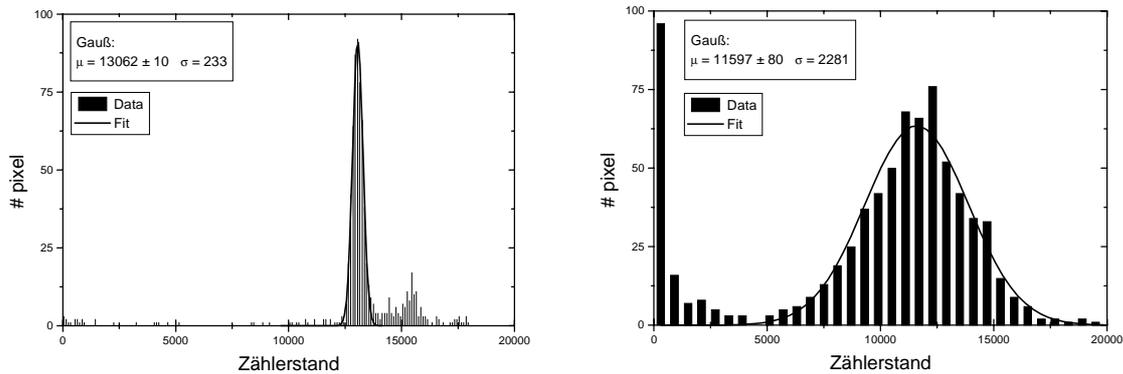


Abbildung 4-47: Zählratenhistogramm für Silizium (links) und GaAs (rechts). Beide Sensoren liefern ungefähr denselben Mittelwert [Lin2001a].

Man erhält somit für den Signal-Rausch-Abstand des Bildes

$$SNR_{Si} = 56$$

$$SNR_{GaAs} = 5$$

Überraschender als das unterschiedliche Signal-Rausch-Verhältnis ist jedoch die Beobachtung, daß man in beiden Sensoren ungefähr dieselbe Zählrate mißt, obwohl man bei GaAs eine um einen Faktor 5,2 höhere Rate aufgrund der höheren Absorption erwartet. Dies kann mit der Existenz einer toten Zone auf der Rückseite des GaAs Sensors erklärt werden, die bereits oben bei der Beschreibung des elektrischen Feldes in GaAs erwähnt wurde und auch schon an anderen Sensoren experimentell bestimmt wurde [D'Au97] [Lin97]. Das elektrische Feld in der toten Zone ist dabei so niedrig, daß die Signale der Röntgenquanten, die dort absorbiert werden, keinen Treffer mehr erzeugen.

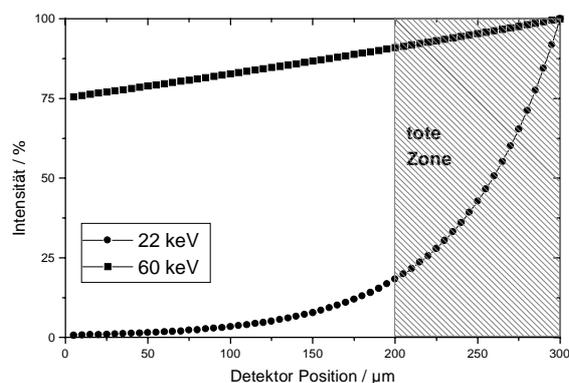


Abbildung 4-48: Einfluß der toten Zone auf die Effizienz des GaAs Sensors [Lin2001a]

Da ein hybrider Pixeldetektor von der Rückseite bestrahlt werden muß (ansonsten würde ein Teil der Strahlung bereits in dem Auslesechip absorbiert oder gestreut) werden niederenergetische Röntgenquanten hauptsächlich in der toten Zone absorbiert (Abbildung 4-48). Dies führt zu einem deutlichen Effizienzverlust bei niederenergetischer Röntgenstrahlung.

4.4.5.2 Effizienz bei hohen Energien

Die Effizienz des GaAs Sensors wurde mit einer ^{241}Am Quelle in Abhängigkeit der Sensorspannung untersucht [Flo99] [Lin2001a]. Ziel war es, eine Aussage über die Dicke der

aktiven Zone zu treffen. Der direkte Vergleich mit dem Siliziumsensor diente dabei der Kalibrierung der Zählrate.

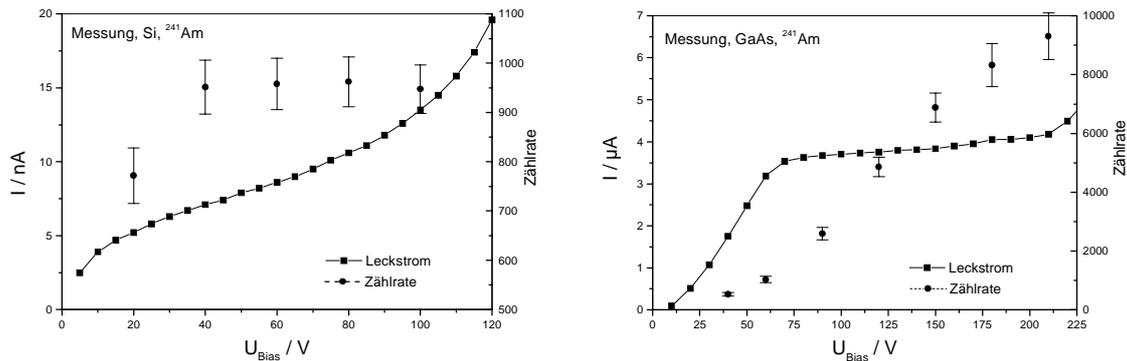


Abbildung 4-49: Zählrate und Leckstrom in Abhängigkeit von der Sensorspannung für Silizium (links) und GaAs (rechts) [Lin2001a]

Das Verhältnis der Zählrate berechnet sich dabei direkt aus den Meßdaten (Abbildung 4-49) und ist in Abbildung 4-50 dargestellt. Man erhält mit dem GaAs-Sensor eine um einen Faktor 10 höhere Zählrate.

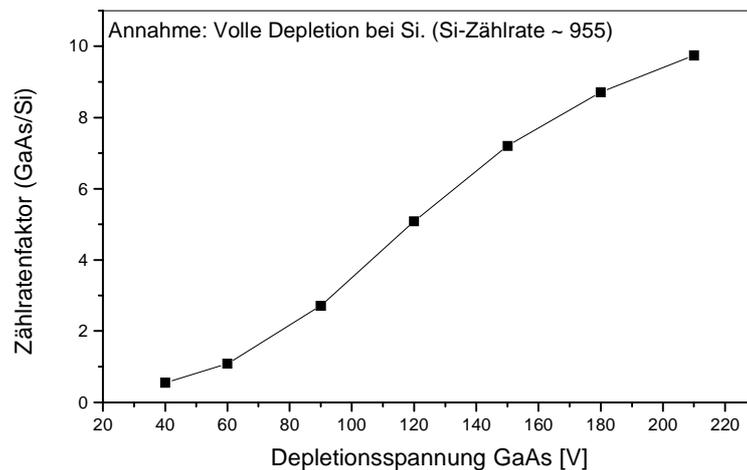


Abbildung 4-50: Zählratengewinn bei GaAs in Abhängigkeit der Sensorspannung [Flo99].

Die gemessenen Werte hängen dabei stark von der Ausdehnung der aktiven Zone ab, da vor allem bei niedrigen Energien ein großer Teil in der toten Zone absorbiert wird und nicht zum Signal beiträgt. Vergleicht man nun diese Meßwerte mit den Erwartungen anhand der Absorptionskoeffizienten [Flo99], erhält man daraus die Dicke der aktiven Zone in Abhängigkeit von der Sensorspannung. Dies ist in Abbildung 4-51 gezeigt. Bei 210 V Spannung erhält man eine aktive Zone von etwa 185 μm , was etwa 60 % der Sensordicke ist.

Die Messung ist allerdings nicht sehr genau, da durch die Variation der Ladungssammlungseffizienz (siehe unten) die Schwelleneinstellung nicht exakt in eine Energieschwelle umgerechnet werden kann. Auch wird ein Teil der Röntgenstrahlung in der Schutzfolie über dem Sensor absorbiert.

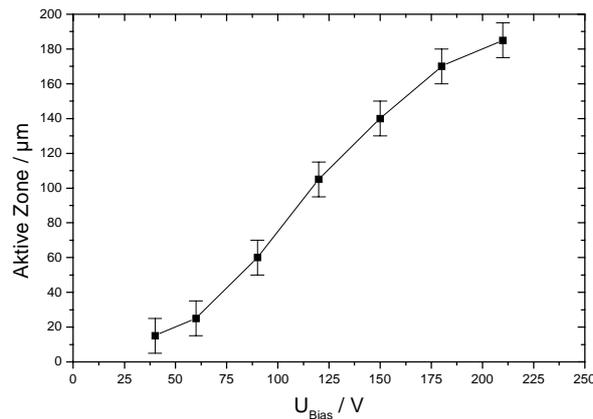


Abbildung 4-51: Größe der aktiven Zone in Abhängigkeit der Sensorspannung [Lin2001a]

4.4.5.3 Bildrauschen

Bereits bei der Darstellung der Zählraten fiel auf, daß bei dem GaAs-Sensor die Breite der Zählratenverteilung mit zunehmender Spannung zunimmt (Fehlerbalken in Abbildung 4-49). Dies soll hier näher untersucht werden. Dazu wird für die oben durchgeführten Meßreihen zu verschiedenen Sensorspannungen das SNR gegen die Zählrate aufgetragen (Abbildung 4-52). Man erkennt folgendes:

- Das SNR ist deutlich kleiner als das theoretische Limit.
- Bei größerer Sensorspannung erhält man ein kleineres SNR
- Das SNR geht in Sättigung

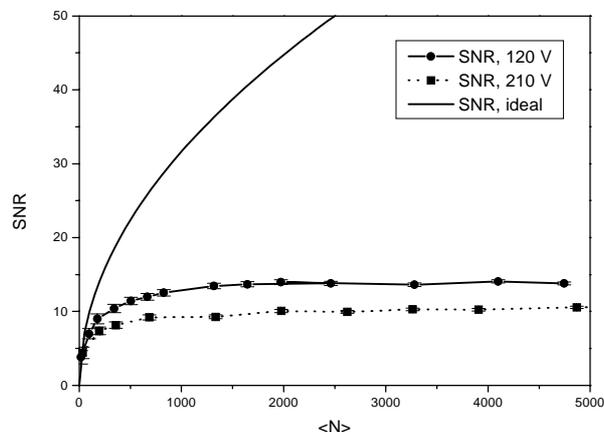


Abbildung 4-52: SNR gegen die Zählrate für GaAs bei verschiedenen Spannungen

Die Sättigung des SNR-Wertes bei höheren Zählerwerten bedeutet, daß die Homogenität des Sensors schlechter wird, wenn man länger belichtet. Dies wird deutlich, wenn man direkt die Homogenität H in Abhängigkeit von $\langle N \rangle$ betrachtet (Abbildung 4-53), man erkennt deutlich eine Abnahme der Homogenität. Wiederum ist die Homogenität mit zunehmender Spannung schlechter.

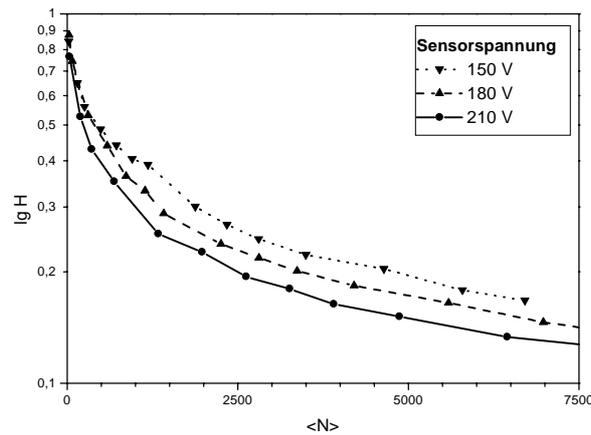


Abbildung 4-53: Homogenität H gegen $\langle N \rangle$ für GaAs bei verschiedenen Sensorspannungen

4.4.6 Ladungssammlungseffizienz

Ein wichtiges Kriterium für die Qualität eines Sensors ist seine Ladungssammlungseffizienz. Im Falle eines zählenden Detektors ist diese nicht direkt meßbar, allerdings gibt es im Falle des hier verwendeten MPEC 1.1 Chips zwei Möglichkeiten, Informationen über die analoge Pulshöhe zu bekommen. Zum einen läßt sich der Analogausgang des Testpixels verwenden, allerdings ist man da auf nur diesen einen Pixel beschränkt, der zudem direkt am Rand des Sensors liegt. Zum anderen besteht die Möglichkeit, über den HITBUS auf jeden einzelnen Diskriminator auf dem Chip zuzugreifen. Die Breite des HITBUS-Ausgangs (TOT, engl.: *time over threshold*) ist dabei ein Maß dafür, wie lange der Verstärkerausgang oberhalb der Diskriminatorschwelle liegt. Der Zusammenhang dieser Pulsbreite mit der Ladung am Verstärkereingang wurde intensiv bei der Entwicklung der Ausleseelektronik für das ATLAS Experiment untersucht [Sto99] und kann mit der Funktion

$$TOT(Q) = a_1 + \frac{a_2}{Q + a_3} \quad (4-195)$$

parametrisiert werden. Ein Beispiel für eine solche Kalibrationskurve ist in Abbildung 4-54 gezeigt, die Ladung wurde dabei über den Testpulseingang in den MPEC-Verstärker injiziert. Für jeden Datenpunkt wurden 500 Meßwerte mit identischer Pulspannung aufgenommen und gemittelt.

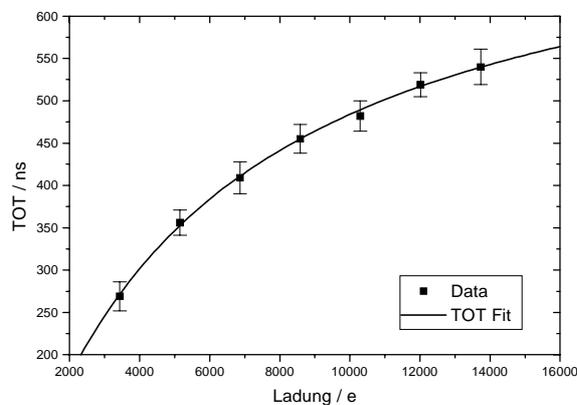


Abbildung 4-54: TOT-Kalibration [Lin2001a]

Mit dieser Kalibrationskurve kann man nun die Ladung bestimmen, die ein γ -Quant in einem Pixel deponiert. Für die Messung wurde wieder die ^{241}Am Quelle verwendet, da zum einen die 59,5 keV Linie leicht zu messen ist, zum anderen die hohe Intensität der Quelle eine akzeptable Meßzeit gewährleistet.

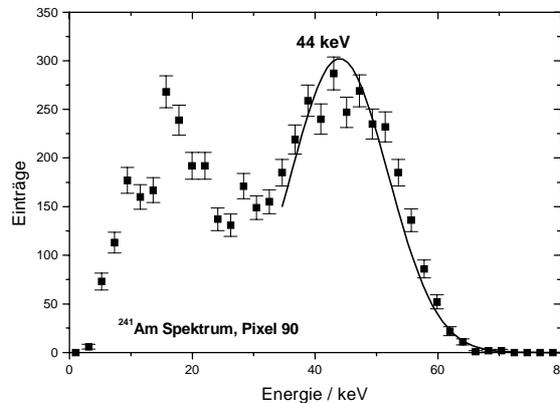


Abbildung 4-55: Spektrum einer ^{241}Am -Quelle in einem Pixel des GaAs-Sensors. [Lin2001a]

Das Ladungsspektrum eines einzelnen Pixels ist in Abbildung 4-2 gezeigt. Die Energieauflösung ist nur mäßig aufgrund der Ungenauigkeit der TOT Methode und beträgt 6 keV für einen 60 keV Testpuls. In dem gezeigten Pixel beträgt die CCE 74 % und die 59,5 keV Linie hat eine Breite von $(7,9 \pm 0,3)$ keV. Bei dieser Energieauflösung sind die anderen Americium-Linien (siehe Anhang) nicht trennbar.

Die hier angegebene CCE ist ein Mittelwert über die gesamte Sensordicke. Aufgrund der unterschiedlichen Anteile der Elektronen und Löcher am Signal in Abhängigkeit von der Position der Wechselwirkung erwartet man nach Kapitel 4.2.6 eine Variation der CCE über die Tiefe im Sensor. Dieser Effekt wird in der Literatur ausführlich beschreiben [Col95] [Che96] [Kub94] [Lin97].

Da die TOT in jedem Pixel gemessen werden kann, ist es möglich, nach einer Kalibration des Pixels die CCD dort zu messen. Limitierend ist hier nur die Meßzeit, die im Bereich mehrerer Stunden pro Pixel lag. Diese Messung wurde daher nur für einen Teil des Sensors durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4-56 dargestellt. Man erkennt deutlich Bereiche ähnlicher CCE, so daß man eventuell von einer Variation von Materialeigenschaften über den Sensor ausgehen kann.

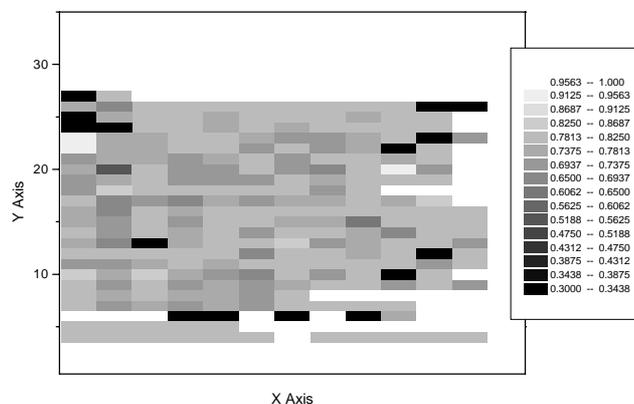


Abbildung 4-56: Variation der CCE über den Sensor. Für weiß dargestellte Pixel liegt kein Meßwert vor. [Lin2001a]

Diese Variation der CCE könnte eine Erklärung für seine Inhomogenität sein. Um dies zu untersuchen, wurden die Zählraten aus Abbildung 4-47 gegen die CCE aus Abbildung 4-56 aufgetragen (Abbildung 4-57). Man erkennt keine Korrelation, die Variation der CCE scheidet somit als Erklärung für die Inhomogenität aus.

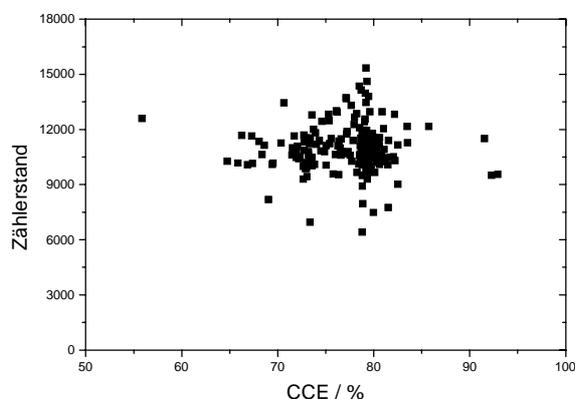


Abbildung 4-57: Zählrate in Abhängigkeit der Ladungssammlungseffizienz. Man erkennt keine Korrelation

4.4.7 Zusammenfassung

Galliumarsenid ist aufgrund seines im Vergleich zu Silizium deutlich höheren „Z“ ein interessantes Material für die Röntgenbildgebung, vor allem bei niedrigen Energien.

Die hier durchgeführten Messungen zeigen jedoch, daß es noch einiger Verbesserungen bedarf, bis man mit GaAs zufriedenstellende Ergebnisse erhalten wird. Hier ist vor allem eine höhere Spannungsfestigkeit zu nennen, damit man eine für eine vollständige Aktivität des Sensors genügend hohe Spannung anlegen kann. Erst dann erhält man auch bei niedrigen γ -Energien eine hinreichend hohe Effizienz.

Die Ursache der schlechten Homogenität des Sensors konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden. Die Vermutung liegt nahe, daß eine Variation der Dicke der aktiven Zone über den Sensor dafür verantwortlich ist. Bei einem vollständig aktiven Sensor besteht Hoffnung, daß auch dieses Problem verschwinden würde.

Als Ausblick bleibt zu sagen, daß andere Herstellungsverfahren, nämlich die epitaktischen Verfahren, eine Lösung dieser Probleme versprechen [Bou2001]. Derzeit sind Sensoren aus epitaktisch gezüchtetem GaAs allerdings nur in Dicken von 100-200 μm erhältlich.

4.5 Cadmiumtellurid

Obwohl CdTe hinsichtlich seiner guten Röntgenabsorption ideal als Sensormaterial ist, fand es bislang nur Anwendung in der Spektroskopie mit einzelnen Kristallen [But92] [Eis99] [Tak2000], als Streifendetektoren [Fid96] [Kla99] [Bar99] und neuerdings auch in integrierenden Pixeldetektoren [Fro2000]. Hier wird erstmals über den Einsatz von CdTe in zählenden Pixeldetektoren berichtet.

4.5.1 Der Sensor

Die hier untersuchten Sensoren wurde von der Firma ACROTEC, Japan, aus monokristallinem CdTe spektroskopischer Qualität gefertigt [Fun99]. Die Metallisierung wurde im ISAS (Institut of Space and Astronautical Science), ebenfalls Japan, auf den Sensor aufgebracht. Die Pt/CdTe/Pt Elektrodenkonfiguration verhält sich dabei als Festkörperionisationskammer. Die an den Auslesechip angeschlossene Seite des 0,5 mm dicken Sensors

ist in 32 x 32 quadratische Pixel der Größe $200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$ strukturiert, entsprechend der MPEC 2.x Geometrie. Die aktive Fläche ist von einem $200\ \mu\text{m}$ breiten Guardring umschlossen, um Randeffekte zu vermeiden.

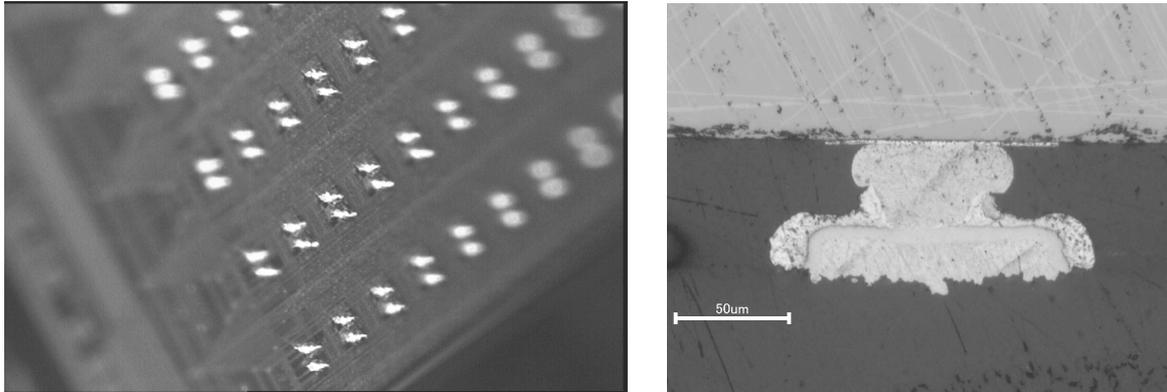


Abbildung 4-58: Links: Au Studs auf dem MPEC 2.1, rechts: Au Stud auf einem Testsubstrat [ISAS]

Das Bump-Bonding ist hier ein besonders kritischer Punkt, da CdTe sehr zerbrechlich und empfindlich sowohl gegen hohen Druck als auch hohe Temperatur ist [Tak2000]. Daher wurde ein speziell auf dieses Material abgestimmter, am ISAS entwickelter Prozeß verwendet. Um die Belastung für den Sensor durch das Bump-Bonding zu reduzieren, werden die Gold-Studs, die von einem $25\ \mu\text{m}$ dicken Golddraht abgeschmolzen werden, mit einer Indiumschiicht versehen. Eine besondere Schwierigkeit ist hierbei der geringe Abstand der Bump-Bond Pads von nur $70\ \mu\text{m}$.

Zum Testen wurde der MPEC 2.1 auf eine Feinleiterplatine (Hybrid) geklebt und mit Drahtbonds angeschlossen. Im Gegensatz zu den bisher beschriebenen Aufbauten wurde diesmal ein Epoxydharzkleber verwendet²¹, der bei Raumtemperatur trocknet. Dies ist nötig, da zwischen Elektronikchip und Sensor eine Epoxidharzschicht aufgebracht wurde und unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten zwischen diesem „underfill“ Material und Silizium die Bump-Bond Verbindungen beschädigen könnte. Des weiteren wurde wegen des empfindlichen Sensormaterials der Anschluß für die Sensorspannung wie bei den Aufbauten mit GaAs durch einen aufgeklebten Draht realisiert (Abbildung 4-59). Dazu wurde nach den guten Erfahrungen mit GaAs wieder flüssiger Graphitkleber verwendet, der bei Raumtemperatur trocknet.

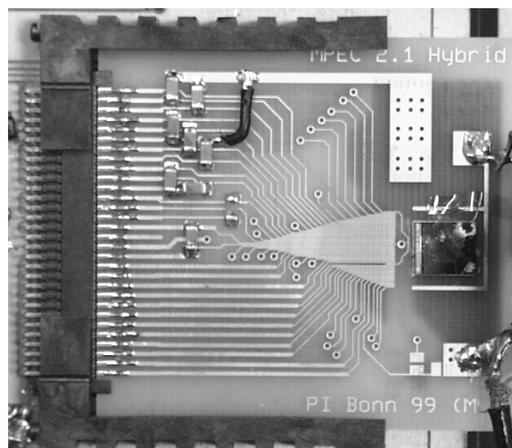


Abbildung 4-59: MPEC 2.1 mit CdTe Sensor auf dem Hybrid. Rechts oben auf dem Sensor erkennt man den Rückseitenkontakt für die Hochspannung.

²¹ Normalerweise verwendet man einen leitfähigen Kleber, um das Substrat des Chips auf ein definiertes Potential (typischerweise Masse) zu legen.

Im Laufe dieser Arbeit wurden zwei Generationen von CdTe Sensoren untersucht, wobei im zweiten „Run“ sowohl die Metallisierung des Sensors als auch der Bump-Bond-Prozess optimiert wurde und eine deutlich höhere Pixel-Ausbeute und Sensorhomogenität aufweist, wie später gezeigt wird.

Der Sensor-Leckstrom in Abhängigkeit von der Spannung ist in Abbildung 4-60 für verschiedene Temperaturen gezeigt. Bereits bei Raumtemperatur ist der Leckstrom pro Pixel kleiner als 200 pA bei 40 V. Dies ist deutlich geringer als bei den vorher untersuchten Silizium- und GaAs-Sensoren. Kühlt man den Sensor auf -10°C , sinkt der Leckstrom auf nur noch 10 pA pro Pixel. Da der Rückkopplungsschaltkreis des Verstärkers aber auch noch Ströme im Nanoampere-Bereich pro Pixel kompensieren kann (siehe Kapitel 3.3.1), ist eine Kühlung nicht erforderlich.

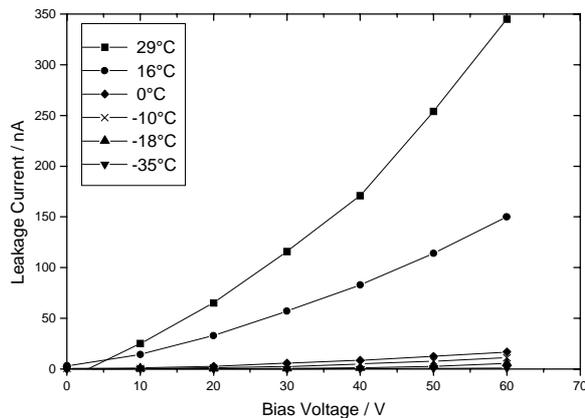


Abbildung 4-60: Sensor-Leckstrom in Abhängigkeit von der Sensorspannung für verschiedene Temperaturen [Fisch2001]

4.5.2 Schwellen und Rauschen

Die Diskriminatorschwellen und das Elektronikrauschen wurden wieder wie oben beschrieben mit dem Testeingang des MPECs und einem Pulsgenerator bestimmt. Aufgrund der schlechten Energieauflösung von CdTe im zählenden Betrieb (Kapitel 4.5.4) wurden alle hier gezeigten Messungen mit nur einer Schwelle durchgeführt.

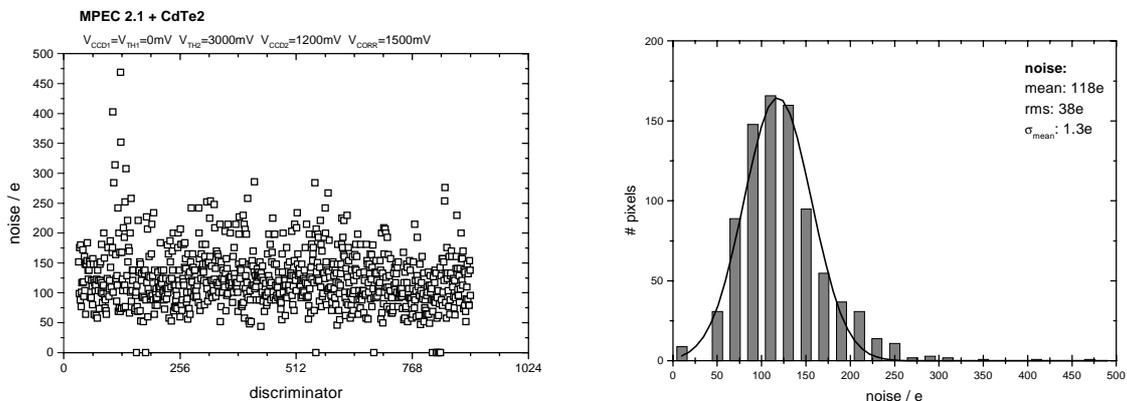


Abbildung 4-61: Elektronikrauschen mit CdTe Sensor [Fisch2001]

Das Rauschen der Elektronik ist in Abbildung 4-61 gezeigt. Man erkennt keine systematische Variation des Rauschens. Der Mittelwert beträgt

$$ENC = (118 \pm 12)e \quad (4-196)$$

wobei der Fehler auf 10 % geschätzt wurde bedingt durch die Unsicherheit der Pulserkapazität. Der statistische Fehler des Mittelwertes aufgrund der Variationen zwischen den einzelnen Pixeln ist deutlich geringer ($< 2 e$).

Bei einer konstanten Shaping-Zeit und unter Vernachlässigung des Leckstroms auf das Rauschen kann man die Abhängigkeit des Rauschens von der Eingangskapazität, also der Pixelkapazität, als

$$ENC = ENC_0 + slope \cdot C_{Det} \quad (4-197)$$

beschreiben. Das Rauschen ohne Sensor ENC_0 wurde bereits zu

$$ENC_0 = (60 \pm 6)e \quad (4-198)$$

gemessen (Kapitel 3.5.7), die Abhängigkeit von der Eingangskapazität wurde auf einem Testchip (FAUST11) untersucht, bei dem man verschiedene Kapazitäten an den Verstärkereingang anhängen kann. Dies ergab

$$slope = (0.32 \pm 0.05)e/fF \quad (4-199)$$

Mit diesen Werten kann man nun die Pixelkapazität des Sensors (einschließlich des *Bumps*) abschätzen. Dies ergibt

$$C_{Det} = (181 \pm 51)fF \quad (4-200)$$

Die Hauptunsicherheit liegt dabei in der Einstellung des Rückkopplungsstroms auf dem Testchip und dem MPEC 2.1. Da der Testchip nicht über einen DAC verfügt, wurde der Rückkopplungsstroms so eingestellt, daß sich dieselbe Geschwindigkeit bei gleichen Testpulsen ergibt.

Die Schwellen des Chips sind in Abbildung 4-62 gezeigt. Links in der Abbildung ist die Variation der Schwellen über den Chip mit und ohne Justierung gezeigt. Man erkennt, daß die linke und die vier rechten Spalten keine Signale liefern; dies wurde bereits in Kapitel 3.5.7 diskutiert. Die Verteilung der Schwellen ist noch einmal rechts in der Abbildung gezeigt, die Variation beträgt weniger 21 e.

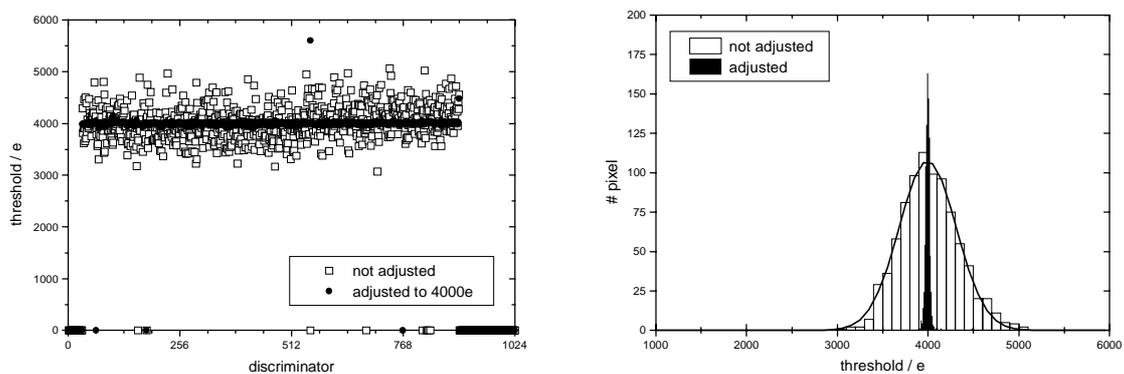


Abbildung 4-62: Schwellen des MPEC 2.1 mit CdTe Sensor [Fisch2001]

Die minimale Schwelle, bei der der Chip betrieben werden kann, liegt bei 4000 e. Dies ist deutlich höher als man von der Rauschmessung erwarten würde (Schwelle bei 5σ). Das heißt, daß die minimale Schwelle nicht durch das elektronische Rauschen limitiert ist, sondern durch das Digital-Analog Übersprechen bedingt ist. Dabei kann digitales Schaltrauschen (Umschalten digitaler Steuersignale, aber auch das Zählen selber) sowohl über das Chipsubstrat als auch über den Sensor in den Analogteil einkoppeln. Da ohne Sensor eine Schwelle von 2000 e eingestellt werden kann, dominiert hier das Übersprechen über den Sensor. Eine Ursache hierfür ist die nicht vollständige Abschirmung digitaler Signale auf dem

Auslesechip, die teilweise sogar auf Metall2 liegen. Dies ist eine wesentliche Limitierung durch den verwendeten CMOS Prozeß, der nur zwei Metallagen zur Verfügung stellt.

4.5.3 Crosstalk

Unter *Crosstalk* wird hier das Übersprechen von dem Analogteil eines Pixels auf seinen Nachbarn verstanden. Die Messung verläuft ähnlich der des Schwellenscans, nur daß hier Ladungen in eine Spalte injiziert werden während die Messung der Schwellen in der benachbarten Spalte erfolgt. Dabei ist die Antwort des Diskriminators natürlich auch von der eingestellten Schwelle abhängig, weshalb auf diese normiert wird. Mißt man z. B. die Schwelle bei 2000 e, und erhält bei Injektion in die Nachbarspalte eine Schwelle von 20000 e, weiß man, daß 10 % der Ladung auf den Nachbarpixel übertragen wurde.

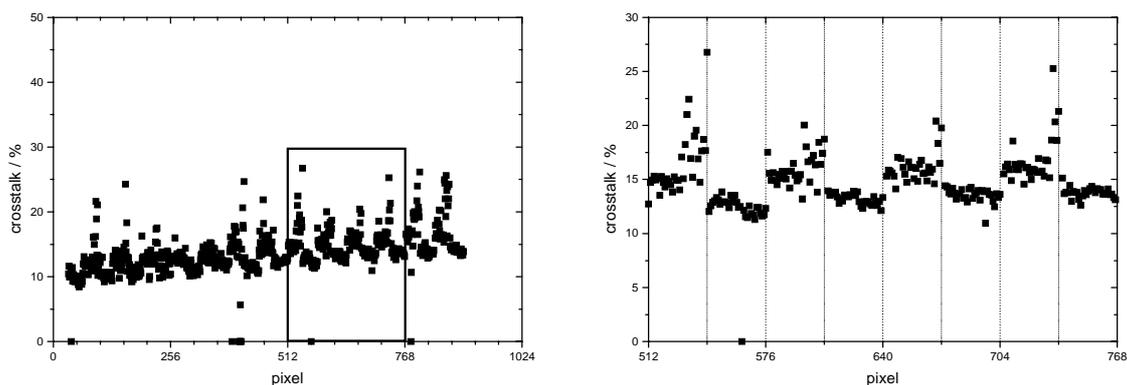


Abbildung 4-63: *Crosstalk* MPEC 2.1 mit CdTe Sensor. Rechts: Ausschnitt des links markierten Bereichs

Der in jedem Pixel gemessene *Crosstalk* ist in Abbildung 4-63 gezeigt. Man erkennt ein Ansteigen des *Crosstalks* von links nach rechts und eine alternierende Struktur, die rechts in der Abbildung nochmals vergrößert dargestellt ist. Auffällig ist, daß der *Crosstalk* jeweils dann besonders hoch ist, wenn die Spalte, in die injiziert wurde und die, in der gemessen wurde, aneinanderliegende Bump-Bond Kontakte haben. Offensichtlich führen die aneinanderstoßenden *Bumps* zu einer etwas größeren Koppelkapazität zwischen den Pixeln.

4.5.4 Spektren

Der MPEC 2.1 verfügt im Gegensatz zu dem MPEC 1.1 nicht mehr über einen HITBUS, d.h. hier ist die einzige Möglichkeit, Informationen über die analoge Pulshöhe zu bekommen, den Verstärkerausgang des Testpixels anzuschauen. Der Nachteil dabei ist, daß der Testpixel in dem Bereich des Detektors liegt, wo das Zählerschieberegister nicht ausgelesen werden kann. Somit läßt sich nicht sagen, ob dieser Pixel in einem besonders „guten“ oder „schlechten“ Bereich des Sensors ist, und die Resultate lassen sich nur bedingt zur Erklärung der übrigen Messungen heranziehen.

Bei CdTe interessiert hauptsächlich die Frage, wie stark die Leistung des Detektors durch die Löcherauslese eingeschränkt ist. Dazu wurde versucht, Spektren sowohl im normalen Betriebsmodus aufzunehmen, als auch mit umgedrehter Sensorspannung. Der MPEC Verstärker ist nämlich in der Lage, unter gewissen Einschränkungen auch negative Eingangssignale zu verarbeiten, allerdings nur in einem sehr kleinen dynamischen Bereich²² (siehe Kapitel 3.3.1). Alle Messungen wurden daher mit einer ²⁴¹Am Quelle durchgeführt, deren

²² Der Verstärker ist nicht auf einen großen dynamischen Bereich optimiert, da bei einem zählenden Detektor ein „Treffer“ auch dann generiert werden kann, wenn der Verstärker in Sättigung geht, so daß der dynamische Bereich des Verstärkers nur aussagt, in welchem Bereich man die Schwellen variieren kann (sofern der Diskriminator dies ebenfalls erlaubt). Der dynamische Bereich des Detektors beschreibt nur die Anzahl der zählbaren Photonen, hängt also alleine von dem Zähler ab.

maximale Energie von 59,5 keV bei beiden Signalpolaritäten innerhalb des dynamischen Bereichs des Verstärkers liegt.

Vor den eigentlichen Meßergebnissen sollen aber erst einmal die Erwartungen diskutiert werden. Dazu wurde ein Programm geschrieben, daß die Absorption der ^{241}Am Linien in einem CdTe Detektor simuliert. Da die Ladungssammlung, wie bereits oben beschrieben, davon abhängt, in welcher Tiefe im Sensor die Strahlung absorbiert wird, abhängt, wurde das Spektrum über den ganzen Sensor integriert und für jeden Ort mit der Anzahl der dort absorbierten Photonen gewichtet, die Absorption der Strahlung auf der vorher im Sensor zurückgelegten Strecke wurde ebenfalls berücksichtigt. Zur Berechnung der Ladungssammlung in den einzelnen Schichten wurde die Bewegung der erzeugten Ladung im elektrischen Feld unter Berücksichtigung von Elektronen- und Löchertrapping simuliert. Die Influenzladung auf der Ausleselektrode wurde mit dem gewichteten Potential nach Gleichung (4-190) berechnet, laterale Integration über mehr als einen Pixel berücksichtigt dabei Effekte der Ladungsteilung. Die statistischen Fluktuationen der Photonenzahl und die Energieauflösung des Detektors (aus der Messung bekannt) gingen ebenfalls in die Simulation ein. Letztere wurde mit $\sigma_E = 1$ keV (Löchersammlung) bzw. $\sigma_E = 2.5$ keV anhand der Testpulsmessungen abgeschätzt.

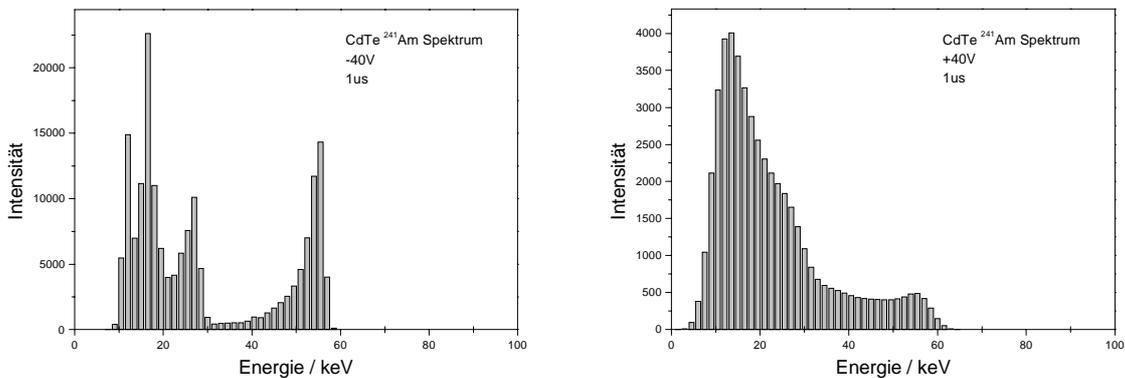


Abbildung 4-64: Simulierte ^{241}Am Spektren, links mit Elektronenauslese, recht Löcherenauslese, bei einer Shaping-Zeit von 1 μs .

Die Ergebnisse bei einer Shaping-Zeit von 1 μs sind in Abbildung 4-64 links gezeigt. Man erkennt bei Elektronenauslese deutlich die einzelnen Am-Linien, nur die 17,8 keV und 20,8 keV Linien sind bei der Energieauflösung des Detektors nicht trennbar. Bei Löcherenauslese (Abbildung 4-64, rechts) sind keine Linien auflösbar.

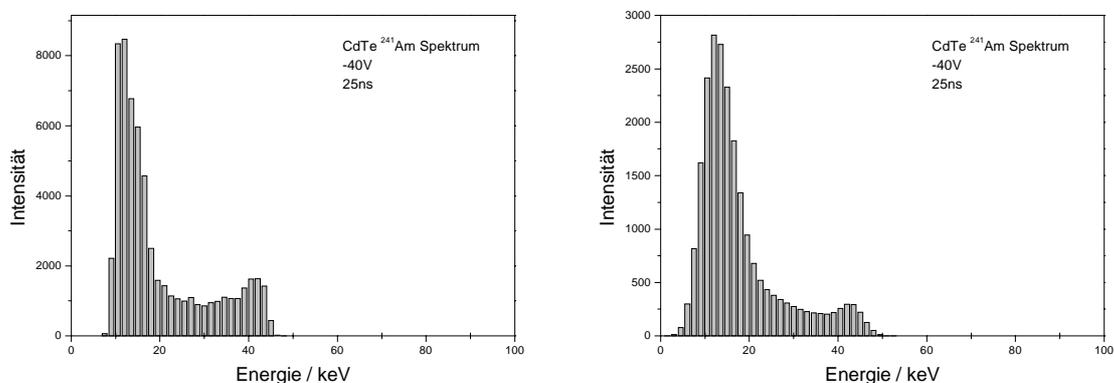


Abbildung 4-65: Simulation unter Berücksichtigung der schnellen Anstiegszeit des Verstärkers (hier: 25 ns). Links: Elektronensammlung, rechts: Löchersammlung

Die in diesen Spektren zugrunde gelegte Shaping-Zeit von 1 μs entspricht aber keinesfalls der realen Messung mit dem MPEC. Dieser ist nämlich auf einen sehr schnellen Anstieg des Ausgangssignals optimiert, das Maximum wird in weniger als 25 ns erreicht (siehe auch Kapitel 3.3.1). Die später an den Elektroden eintreffenden Signale führen dann zu keinem weiteren Anstieg des Ausgangssignals mehr, da der Signalstrom (Größenordnung pA) deutlich kleiner ist als der Rückkopplungsstrom des Verstärkers (Größenordnung nA). Da bei der hier durchgeführten Messung das Maximum des Verstärkerausgangs als Signal verwendet wird, sind somit alle langsamen Anteile verloren. Dies wurde in der Simulation ebenfalls berücksichtigt (Abbildung 4-65). Nun erkennt man auch bei Elektronenauslese keine einzelnen Linien mehr.

Die Kalibration des Verstärkerausgangs wurde mit Testpulsen über die Injektionskapazität durchgeführt, und jedesmal nach Änderung eines Meßparameters (Temperatur, Spannung, Polarität, Strom im Rückkoppelkreis) erneuert. Dies ist nötig, da jede Variation mit einer geringen Veränderung des Leckstroms verbunden ist, die Einfluß auf die Pulshöhe des Ausgangs hat. Bei positiven Signalen verhält sich der Verstärker linear (Abbildung 4-66), bei negativen Signalen wurde eine nichtlineare Kalibration verwendet.

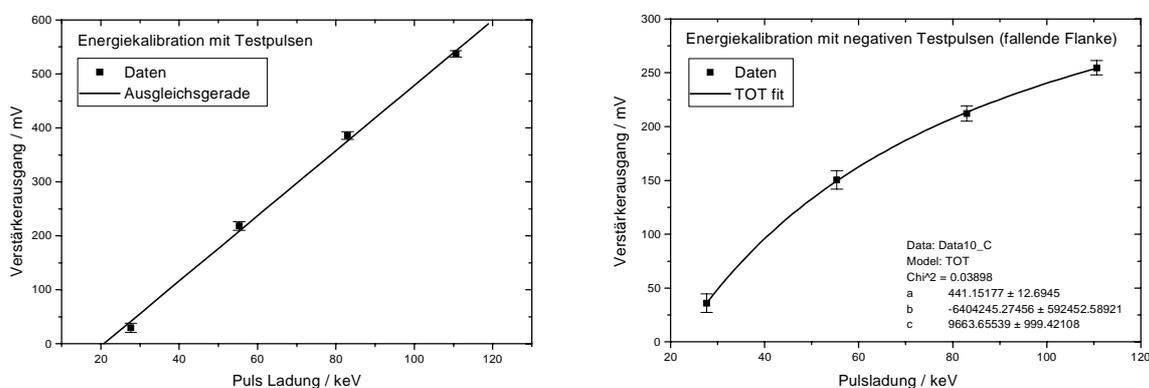


Abbildung 4-66: Testpulskalibration für positive (links) und negative (rechts) Signale

Zuerst wurden Messungen mit Löchersammlung, dem normalen Betriebsmodus des MPEC, durchgeführt.

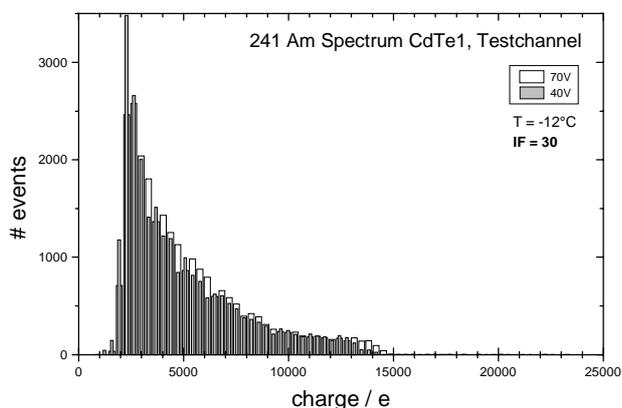


Abbildung 4-67: Spektren mit verschiedener Sensorspannung

In Abbildung 4-67 sind zwei Spektren bei verschiedenen Sensorspannungen gegenübergestellt. Zuerst fällt auf, daß man überhaupt keine Linien in dem Spektrum erkennt, man vergleiche z. B. das mit GaAs aufgenommene Americiumspektrum in Abbildung 4-55. Dies zeigt, wie schlecht die Ladungssammlung des Detektors bei Löchersammlung ist und be-

stättigt die Simulation (Abbildung 4-64). Man erkennt auch keine Unterschiede, wenn man die Sensospannung von 40 V auf 70 V erhöht.

Als nächstes wurde der Rückkopplungsstrom I_F von 10 auf 50 (DAC Werte, entspricht ca. 1 – 5 nA) erhöht. Auch hier erkennt man keinen Unterschied im Spektrum (Abbildung 4-68, links). Dies bestätigt die Vermutung, daß die langsamen Anteile des Signals deutlich unter der Größe des Rückkopplungsstroms liegen müssen und somit nur die Anstiegszeit des Verstärkers relevant ist. Mit Hilfe einer Kühltruhe wurde das System für die nächste Messung auf -12°C abgekühlt und nach der Kalibration wieder ein Spektrum aufgenommen (Abbildung 4-68, rechts). Auch bei verschiedenen Temperaturen erkennt man keine Änderung des Spektrums, die Energieauflösung ist also nicht durch den Leckstrom limitiert.

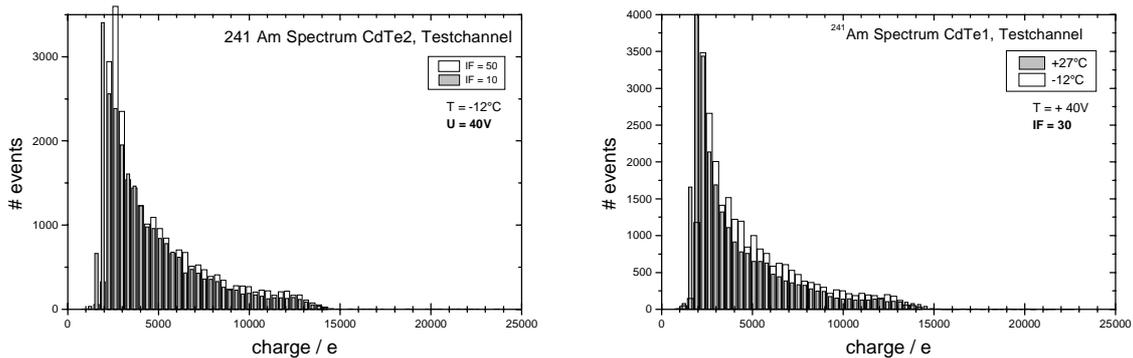


Abbildung 4-68: ^{241}Am -Spektrum mit verschiedenen Rückkopplungsströmen (links) und bei verschiedenen Temperaturen (rechts)

Nun wurde die Betriebsspannung des Sensors von $+40\text{V}$ auf -40V umgepolt, um Elektronen auf dem Testpixel zu sammeln. Man erkennt hier eine deutliche Änderung im Spektrum (Abbildung 4-69), mit Elektronensammlung ist deutlich ein Peak im Bereich $59,5\text{keV}$ zu sehen, wenn auch mit einer sehr schlechten Auflösung. Dies entspricht der Simulation mit einer schnellen Verstärkeranstiegszeit.

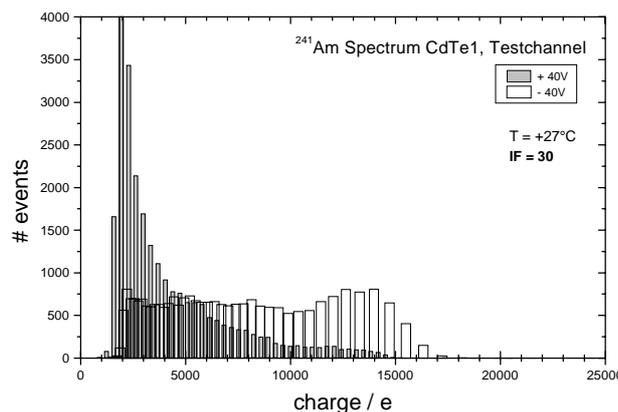


Abbildung 4-69: Spektren mit Löcher- und Elektronensammlung

Das Ergebnis dieser Messungen zeigt im Vergleich zu der Simulation, daß die Limitierung des hier untersuchten Detektors die schnelle Anstiegszeit des MPEC Verstärkers in Kombination mit der langsamen Signalanstiegszeit des CdTe ist. Die Auslegung des Verstärkers für positive Eingangssignale (wie es für GaAs und Silizium vorteilhaft war) ist dabei ein weiteres Problem, da die Löcher auch bei langsamen Anstiegszeiten aufgrund des Trappings kein ausreichendes Signal produzieren.

Die langsame Bewegung der Löcher begrenzt somit die maximale Rate für den zählenden Betrieb eines CdTe-Detektors. In der Literatur findet man Abschätzungen, daß bei einem 1 mm dicken Detektor bei 100 V eine maximale Zählrate von 1 MHz möglich ist [Jah99].

4.5.5 Bildrauschen und Homogenität

Zur Messung von Homogenität und Bildrauschen wurden CdTe Sensoren beider Generationen gleichförmig mit einer ^{241}Am -Quelle ausgeleuchtet (Abbildung 4-70). Links im Bild ist der erste CdTe Sensor zu sehen; neben den defekten Spalten links und rechts erkennt man einen größeren Bereich mit sehr niedriger Zählrate rechts im Bild (hell dargestellt) und viele defekte Pixel (weiß dargestellt). Die Pixelausbeute beträgt 80,9 %. Die zweite Sensorgeneration (rechts) weist eine deutlich bessere Homogenität und eine sehr hohe Pixelausbeute (95,5 %) auf.

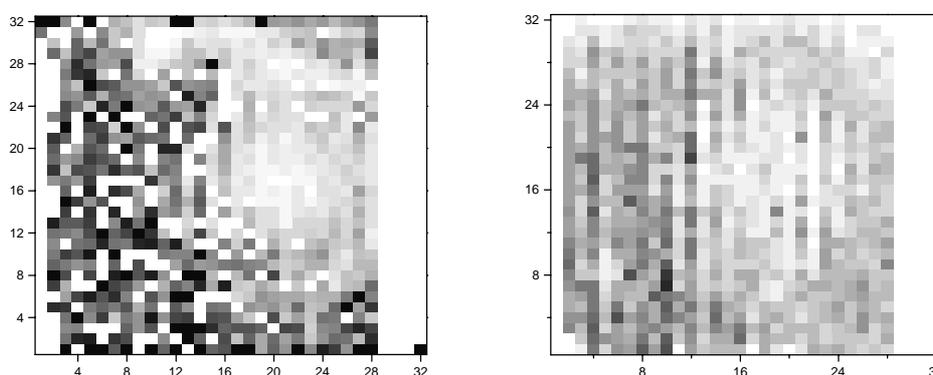


Abbildung 4-70: Homogene Ausleuchtung zweier CdTe Sensoren, links aus der ersten, rechts aus der zweiten Generation. Dunkel: hohe Rate

Zur quantitativen Beurteilung der Homogenität wurden die Zählerstände aus Abbildung 4-70, rechts, histogrammiert. Das Ergebnis (Abbildung 4-71, links) zeigt, daß auch dieser Sensor noch sehr inhomogen ist. Daher wurde eine Homogenitätskorrektur anhand eines zweiten Datensatzes durchgeführt und anschließend wieder die Zählerstände als Histogramm dargestellt (Abbildung 4-71, rechts). Die Verbesserung ist deutlich sichtbar, so daß diese Form der Korrektur im weiteren für alle Radiogramme verwendet wurde.

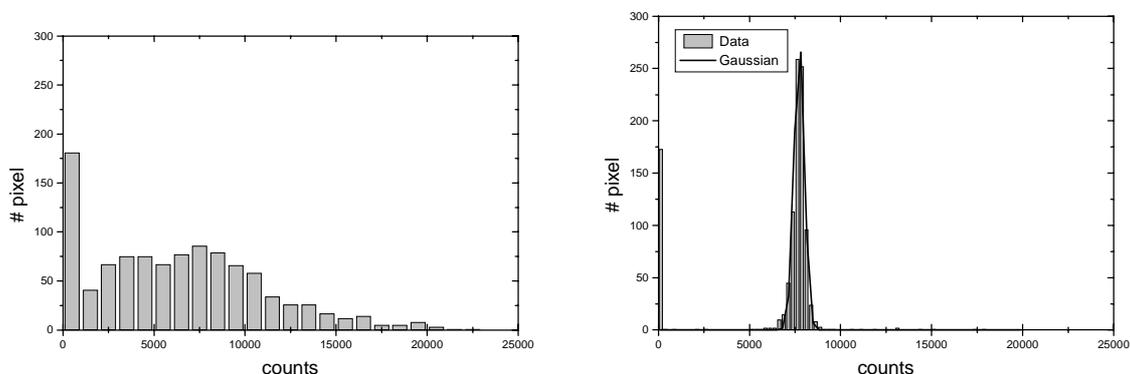


Abbildung 4-71: Zählratenverteilung ohne (links) und mit (rechts) Homogenitätskorrektur. Die Einträge bei „0“ stammen von den defekten Pixeln.

Zur weiteren Untersuchung des Bildrauschens wurde wieder eine Messung des Signal-Rausch-Abstandes in Abhängigkeit von der mittleren Quantenzahl (Dosis) durchgeführt, einmal mit und einmal ohne Homogenitätskorrektur. Dabei wurde für die gesamte Meßreihe

dieselbe Korrekturmatri­x verwendet. Das Ergebnis ist in Abbildung 4-72 gezeigt, man sieht die deutliche Erhöhung des Signal-Rausch Abstandes durch die Homogenitätskorrektur. Auch hier bleibt das SNR wieder kleiner als das theoretische Limit, aber in der rechten Abbildung erkennt man, daß es proportional zu $\sqrt{\langle N \rangle}$ ansteigt. Dieses Ergebnis zeigt auch die zeitliche Konstanz der Korrekturmatri­x, da diese nur einmal vor der Messung bestimmt wurde. Dazu müssen allerdings die Randbedingungen (Temperatur und Sensorspannung) unverändert bleiben.

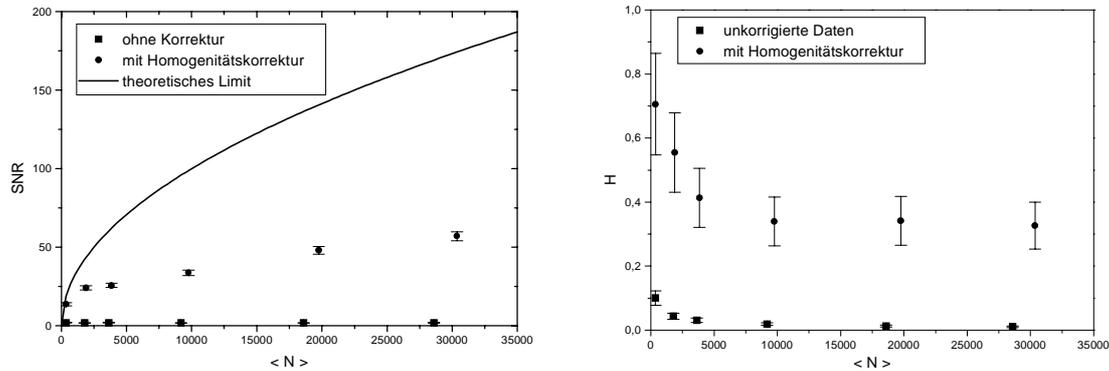


Abbildung 4-72: SNR (links, [Fisch2001]) und Homogenität (rechts) in Abhängigkeit von der mittleren Quantenzahl. Es sind die unkorrigierten (Quadrate) und homogenitätskorrigierten (Punkte) Daten gezeigt.

4.5.6 Radiogramme

Radiogramme wurden mit Sensoren beider Generationen aufgenommen, um einen optischen Eindruck der Abbildungseigenschaften zu erhalten. In Abbildung 4-73 ist das Radiogramm einer M3 Mutter mit einer ^{241}Am -Quelle bei einer Sensorspannung von 40 V gezeigt. Links im Bild sieht man das unkorrigierte Röntgenbild, die Mutter ist kaum zu erkennen. Rechts ist das Bild nach Durchführung der Homogenitätskorrektur zu sehen, die Mutter ist jetzt klar sichtbar, auch wenn die Bildqualität noch unter den vielen defekten Pixeln leidet.

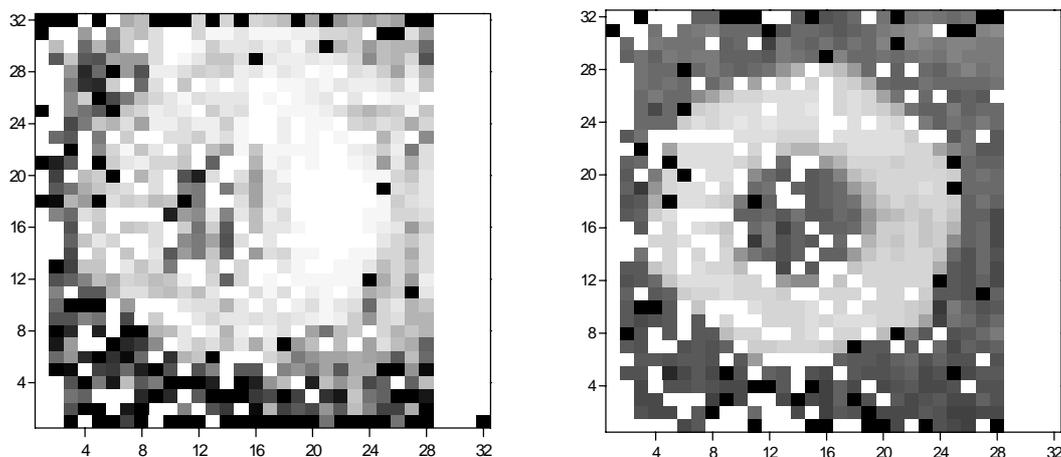


Abbildung 4-73: ^{241}Am -Radiogramm einer M3 Mutter mit einem Sensor der ersten Generation, ohne (links) und mit (rechts, [Fisch2001]) Homogenitätskorrektur. Defekte Pixel sind weiß dargestellt.

Die Verbesserungen bei der zweiten Sensorgeneration zeigen sich am deutlichsten in den Radiogrammen (Abbildung 4-74). Links im Bild sieht man wiederum die M3 Mutter, rechts einen 0,3 mm dicken Lötzinndraht, beides mit der ^{241}Am -Quelle durchleuchtet. Hier wurde wieder eine Homogenitätskorrektur verwendet, bei dem Draht wurde die Farbskala invertiert. Beide Strukturen sind klar erkennbar, und es gibt nur wenige defekte Pixel. Das linke Bild weist dabei trotz der Korrektur leichte Streifen auf, die Ursache dafür wird in dem bereits oben erwähnten *Crosstalk* zwischen Pixeln mit aneinanderliegenden *Bumps* vermutet.

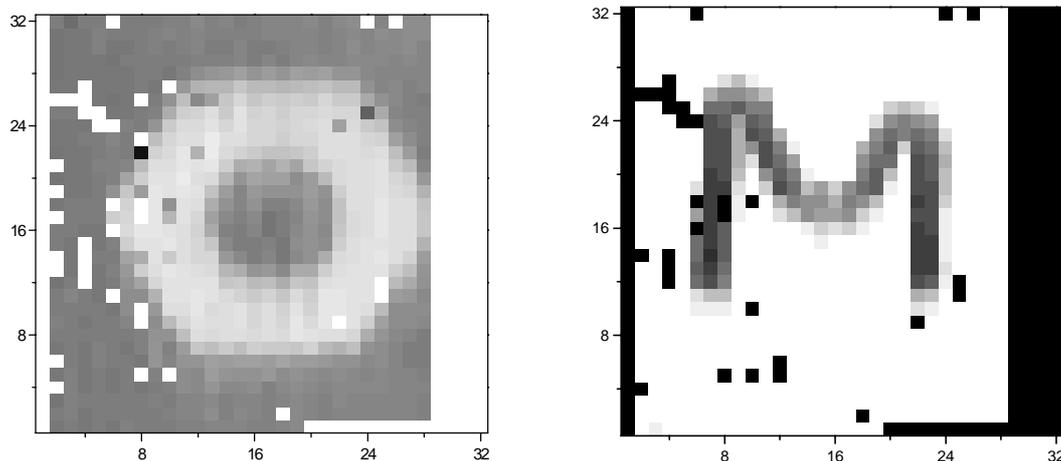


Abbildung 4-74: Radiogramm einer M3 Mutter (links) und eines Lötzinndrahtes (rechts, [Fisch2001]) mit einem Sensor der zweiten Generation (mit Homogenitätskorrektur). Defekte Pixel sind links weiß und rechts schwarz dargestellt.

4.5.7 Linearität und Dynamik

Auch an dem MPEC 2.1 mit CdTe wurde die Linearität gemessen. Dazu wurde der mittlere Zählerstand des Detektors bei konstanter, homogener Ausleuchtung mit der ^{241}Am -Quelle gegen die Zeit aufgetragen (Abbildung 4-75). Man erkennt, daß sich das System wie erwartet linear verhält.

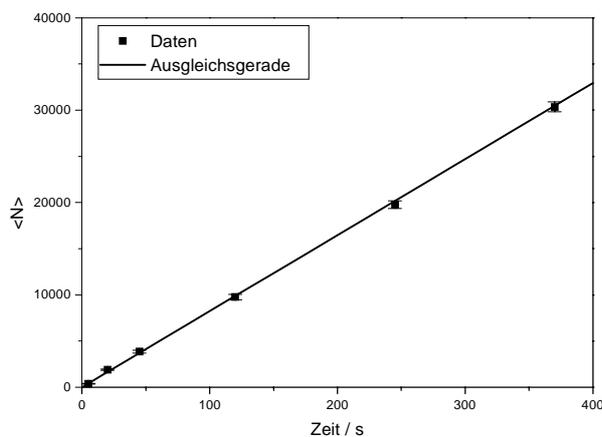


Abbildung 4-75: Linearität des MPEC 2.1 mit CdTe

Die Linearität wird aber leider etwas getrübt durch einen Offset. Dies ist beispielhaft in Abbildung 4-76 gezeigt anhand einer Leermessung des Detektors von 5 s Dauer. Man erkennt hier Treffer in den Zählern, die allerdings nicht auf Rauschtreffer zurückzuführen sind, wie

durch Variation der Meßzeit gezeigt werden konnte, sondern stammen von Zählereignissen, die bei dem Umschalten der digitalen Steuersignale auf dem Chip ausgelöst werden und die über den Sensor in den Analogteil einkoppeln. Sehr schön erkennt man nämlich im Vergleich zu Abbildung 4-73, daß die nicht angeschlossenen Bildelemente den Zählerstand Null liefern (weiß). Am MPEC 2.1 ohne Sensor wurde dieses Verhalten ebenfalls nicht beobachtet.

Schaltet man vor dem Einschalten des Zählmodus den Komparator aus (durch Abdrehen der Spannung V_{CCD}) kann man diesen Einschalteffekt deutlich reduzieren.

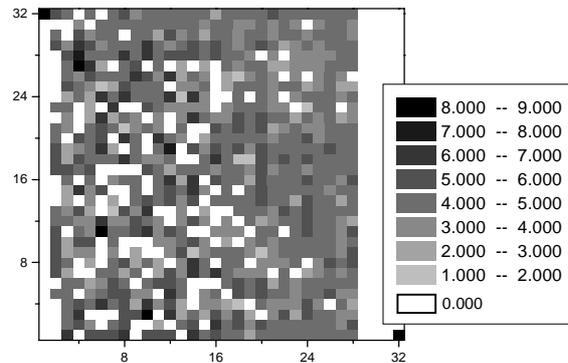


Abbildung 4-76: Leermessung, 5 s, am CdTe-Sensor aus Run 1. Man erkennt hier Rauschtreffer durch das Umschalten der digitalen Steuersignale, allerdings nur in den an den Sensor angeschlossenen Pixeln.

Ein sehr schönes Beispiel für den großen Dynamikbereich eines digitalen Röntgenbildes zeigt Abbildung 4-77. Hier wurde eine Eisenschraube mit einer ^{109}Cd -Quelle durchleuchtet. der Sensor wurde mit 50 V betrieben und eine Homogenitätskorrektur durchgeführt sowie eine Konturfunktion angewendet. Links in der Abbildung ist der gesamte Kontrastumfang abgebildet, man erkennt nur die Umrisse der Schraube. Rechts wurde ein kleiner Kontrastbereich ausgewählt, so daß Details des Gewindes sichtbar werden.

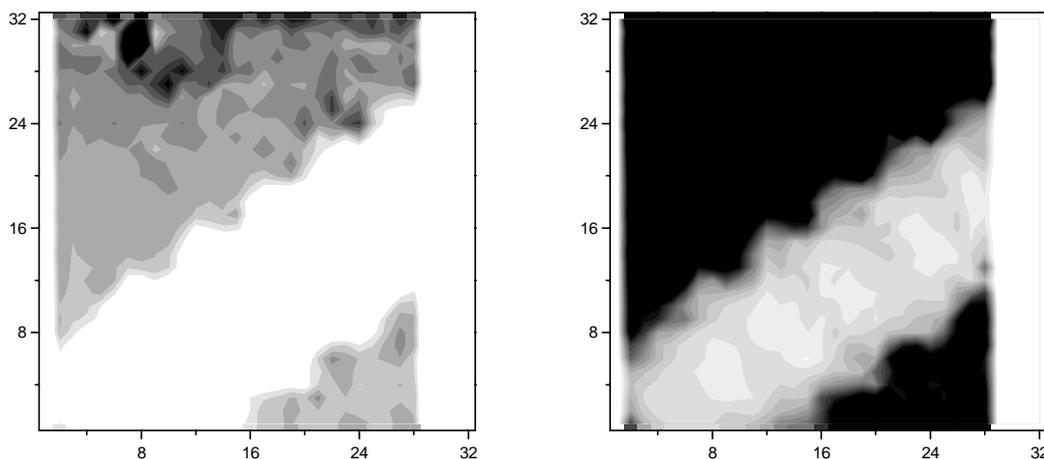


Abbildung 4-77: ^{241}Am -Radiogramm einer Schraube. Das linke Bild zeigt den gesamten Kontrastumfang, rechts wurde eine Farbskala gewählt um Details innerhalb des Gewindes sichtbar zu machen.

4.5.8 Ortsauflösung

Die Ortsauflösung des Sensors wurde mit Hilfe der Auflösung einer Kante bestimmt. Dazu wurde das Radiogramm einer Eisenmutter verwendet, aufgenommen mit einer ^{241}Am Quelle

bei 50 V Sensorspannung (Abbildung 4-78). Um Aliasing-Effekte auszuschließen, wurde sowohl ein Querschnitt in Richtung der y-Achse untersucht, als auch eine diagonal verlaufende Kante. Für ersten wurde der Mittelwert aus den Spalten 14-20 gebildet. Für die diagonale Kante wurde das Bild nach der Datennahme per Software gedreht und wiederum der Mittelwert mehrerer Spalten (14-21) betrachtet (Abbildung 4-79).

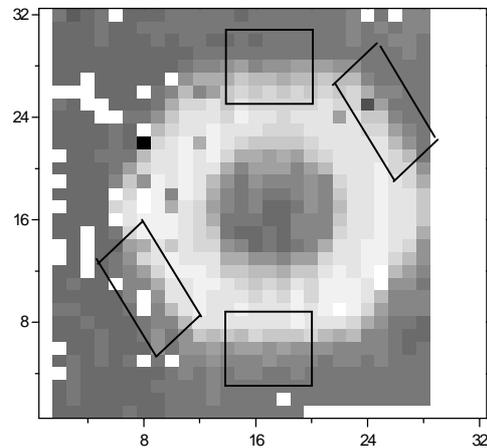


Abbildung 4-78: Radiogramm einer Eisenmutter. Die markierten Kanten wurden zur Messung der Kantenauflösung verwendet.

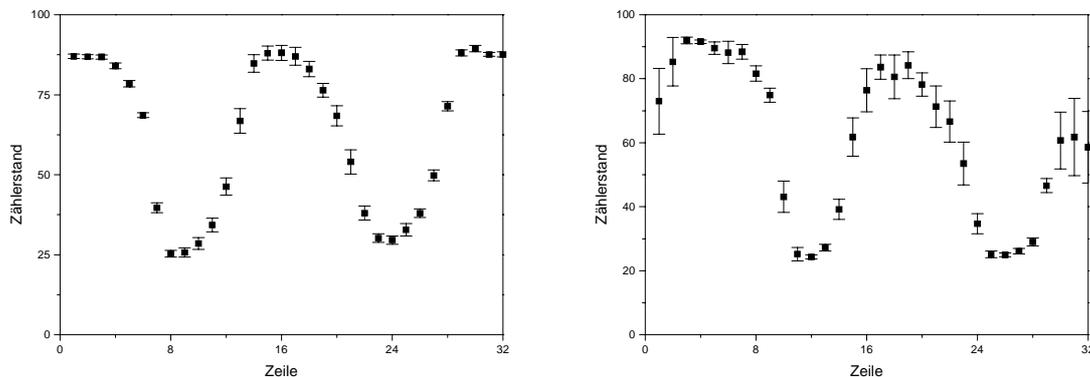


Abbildung 4-79: Querschnitt parallel zur y-Achse (links) und diagonal (rechts, nach der Rotation)

Die resultierende Kantenauflösung ist in Tabelle 11 aufgelistet, auch hier wurde wieder der gewichtete Mittelwert verwendet. Dabei liefert die Messung bei der die Kante parallel zu der Pixelkante liegt einen etwas schlechteren Wert, dies kann man mit dem Abtasttheorem erklären, demzufolge Ortsfrequenzen kleiner als die Pixelfrequenz nicht aufgelöst werden können. Insgesamt liegt das „Sigma“ der Kantenauflösung in etwa bei der Pixelgröße.

Tabelle 13: Kantenauflösung des MPEC 2.1 mit CdTe

senkrecht	diagonal
$\sigma_1 = 214 \pm 19 \mu\text{m}$	$\sigma_1 = 171 \pm 28 \mu\text{m}$
$\sigma_2 = 216 \pm 19 \mu\text{m}$	$\sigma_2 = 187 \pm 12 \mu\text{m}$
$\sigma = 215 \pm 13 \mu\text{m}$	$\sigma = 185 \pm 11 \mu\text{m}$

4.5.9 Zusammenfassung

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen mit zählenden CdTe-Detektoren sind die ersten Messungen dieser Art.

Die Aufnahme von Radiogrammen mit einer hohen Effizienz ist ein sehr schönes Beispiel für die Möglichkeiten mit CdTe-Sensoren. Auch die hier durchgeführten Messungen zu Linearität und Ortsauflösung entsprechen den Erwartungen an zählende Detektoren mit dieser Pixelgröße. Nach deutlichen Verbesserungen der Sensormetallisierung ist nun auch die Pixelausbeute bei der Chip-Sensor-Verbindung sehr hoch.

Eine große Schwierigkeit stellt die hier gemessene Inhomogenität des Detektors dar. Die Ursache liegt hauptsächlich in der unzureichenden Energieauflösung aufgrund der schnellen Anstiegszeit des Verstärkers und der Löchersammlung. Es besteht daher Hoffnung, daß dieser Punkt bei Verwendung eines für negative Eingangssignale geeigneten Verstärkers mit einer anderen Anstiegszeit verbessert werden könnte. Hier besteht noch Bedarf an weiterer Forschungsarbeit, da dies eine komplette Neuentwicklung des Verstärkers bedeutet.

5 ZUSAMMENFASSUNG, SCHLUSSFOLGERUNG UND AUSBLICK

In dieser Arbeit wurde gezeigt, wie Entwicklungen für die Grundlagenforschung, und hier im speziellen Detektoren für Experimente der Teilchenphysik, auf andere Anwendungsbereiche portiert werden können.

Als Ergebnis dieser Arbeit steht ein Einzelphotonen zählender hybrider Pixeldetektor für die Röntgenbildgebung zur Verfügung. Seine Pixelgröße von $200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$ erlaubt eine an die Anforderungen der Radiographie angepasste Ortsauflösung. Seine hervorstechenden Leistungsmerkmale sind das niedrige Elektronenrauschen (mit CdTe Sensor 110 e), die nahezu verschwindende Schwellenvariation ($< 25\ \text{e}$ bei 1024 Pixeln) durch eine individuelle Schwellenjustierung, der große dynamische Bereich von 18 Bit und die hohe Bildrate im kHz-Bereich. Dies wurde möglich durch konsequente Verwendung minimal ausgeführter dynamischer Logik. Die damit verbundenen nötigen Refreshzyklen sind hier genau untersucht und für die dynamische Schwellenjustierung durch spezielle Schaltungselemente reduziert worden.

Eine Besonderheit des MPEC Chips ist die Möglichkeit zur **Energiefensterung**. Diese wurde durch doppelte Ausführung von Diskriminator und Zähler realisiert, um nicht an Effizienz zu verlieren, da diese in der Medizin die wichtigste Anforderung ist. Eine Fensterlogik verhindert unnötiges doppeltes Zählen von Ereignissen. Diese Technik profitiert sehr stark von der Schwellenjustierung, ohne diese wäre das Arbeiten mit schmalen Energiefenstern nicht möglich. Die Anwendungsmöglichkeiten für diese Technik in der Medizin sind noch völlig offen, da bisher solche Messungen nicht möglich waren. In Betracht kommen derzeit hauptsächlich schmale Fenster zur Kontraststeigerung, in Zukunft werden sicherlich auch Methoden mit mehreren diskreten Röntgenenergien näher betrachtet werden.

Parallel zu der Entwicklung der signalverarbeitenden Elektronik wurden verschiedene Sensormaterialien untersucht. Hier sind die Resultate sehr unterschiedlich und eine hohe Absorption ist nicht unbedingt mit einer guten Bildqualität verbunden.

In Bezug auf die Bildqualität ist **Silizium** derzeit den übrigen Halbleitern deutlich überlegen. Entscheidendes Kriterium ist hier die gemessene gute Homogenität und das niedrige Bildrauschen. Auch ist die Verfügbarkeit sehr gut und die Verbindungstechnologie inzwischen ausgereift. Für medizinische Anwendungen ist es allerdings wegen seiner schlechten Röntgenabsorption ungeeignet. Ist die eingesetzte Dosis jedoch nebensächlich, wie z. B. in der Materialuntersuchung und Sicherheitstechnik, ist Silizium momentan jedoch das am besten geeignete Material.

Galliumarsenid bietet einen deutliche höheren Absorptionskoeffizienten an und ist daher für die Röntgenbildgebung – zumindest bei niedrigen Energien – sehr interessant. Dieses Material hat aber auch eine Reihe von Nachteilen: durch die Existenz von Störstellen in der Mitte des Energiebandes kommt es zu der Ausbildung einer toten Zone, die bei Pixeldetektoren auf der Seite des Strahlungseintritts liegt. Dies führt zu einem deutlichen Effizienzverlust vor allem bei niedrigen Energien, der die höhere Absorption wieder kompensiert. Weitere Probleme sind die verbesserungsbedürftige Homogenität und die unvollständige Ladungs-

sammlung durch das Elektronentrapping. Letzteres führt dazu, daß man bei GaAs Löcher auf der Elektrode sammelt.

Es besteht aber große Hoffnung, daß diese Schwierigkeiten in absehbarer Zeit durch eine höhere Spannungsfestigkeit zukünftiger Sensoren überwunden wird, da mit einer höheren Spannung eine vollständige Aktivität des Sensors erzielt werden kann und somit Effizienz, Ladungssammlung und - wahrscheinlich – auch die Homogenität gesteigert werden können. Ein anderer Ansatz ist die Verwendung epitaktischer Produktionstechniken, die in naher Zukunft die Herstellung ausreichend dicker Sensoren mit einer deutlich besseren Materialqualität erlauben wird.

Galliumarsenid ist somit ein Material, das zwar derzeit noch Probleme aufweist, aber in absehbarer Zeit Silizium in der Röntgenbildgebung den Rang ablaufen könnte.

Cadmiumtellurid bietet eine optimale Röntgenabsorption und ist damit als einziges hier untersuchtes Material über den ganzen Energiebereich der medizinischen Bildgebung einsetzbar. Allerdings treten eine Reihe von Problemen auf: Durch das starke Trapping der Löcher ist die Ladungssammlung auch bei Elektronenauslese nicht perfekt. Das Material zeigt zudem starke Inhomogenitäten, die eine Bildgebung nur mit einer Homogenitätskorrektur erlaubt.

Problematisch ist, daß die hier gemessenen Inhomogenitäten und Ladungsverluste nicht nur aus der Qualität des Materials und damit dem Trapping herrühren, sondern hauptsächlich aus der langsamen Bewegung der Ladungsträger resultieren, während der Verstärker des MPEC für schnelle Signale optimiert wurde. Hier ist eine Neukonzeption des Verstärkers notwendig, um eine Verbesserung der Bildqualität zu erzielen. Dennoch liegt die Vermutung nahe, daß die maximal erreichbare Zählrate bei CdTe durch das Material begrenzt bleiben wird.

Als ein besonders wichtiger und kritischer Punkt in der Entwicklung von zählenden Pixel-detektoren stellte sich die Abschirmung des Digitalteils heraus. Die hier herrschende hohe Schaltungsaktivität kann zu **Übersprechen** in den Analogteil führen und somit das Einstellen einer höheren Schwelle erfordern. Bei allen hier durchgeführten Messungen erwies sich dies als limitierend für die Schwelleneinstellung, während das ohnehin sehr niedrige Elektronikrauschen eine vernachlässigbare Rolle spielt. Die weitere Entwicklung muß daher diesen Punkt besonders berücksichtigen. Hier ist eine Grenze der verwendeten Technologie mit nur zwei Metallagen erreicht.

Viele der hier angesprochenen Probleme auf dem Auslesechip werden bei der Verwendung neuer *Deep Submicron*-Technologien mit 0,25 µm Strukturgröße und fünf und mehr Metallagen obsolet werden. Die sehr viel kleineren Transistoren ermöglichen zudem kleinere Pixel oder mehr Funktionalität; auch die Verwendung neuer Zähler mit differentieller Logik [Mas92] [Flo99] erscheint hier realisierbar und könnte das Digital-Analog-Übersprechen deutlich reduzieren. Die inhärente Strahlenhärte dieser Technologien spielt dabei eine untergeordnete Rolle, da in der medizinischen Anwendung die Dosen ohnehin sehr gering sind.

Die Produktion **großflächiger Röntgendetektoren** aus kleineren Modulen mit n mal 2 Chips ist momentan eher eine Frage des Preises – die prinzipielle Realisierbarkeit ist im Rahmen der Entwicklungen für das ATLAS Experiment oder die Detektoren für die Proteinkristallographie an der SLS gezeigt. Auch für den MPEC 2.3 ist der Aufbau eines Moduls mit 2 x 2 Chips geplant.

6 ANHANG

6.1 Chip-Sensor Verbindung

Die Verbindung von Auslesechip und Sensor stellt eine große Herausforderung bei den hybriden Pixeldetektoren dar. Aufgrund der Anzahl und räumlichen Dichte der Auslesekanäle ist eine Verbindung mittels Drähten, wie sie bei Streifendetektoren verwendet wird, nicht mehr möglich. Statt dessen setzt man nun den Sensor direkt auf den Auslesechip und stellt eine Verbindung „nach oben“ her. Diese wird durch so genannte *Bumps* realisiert, die auf den Chip aufgebracht werden und den Kontakt zu dem Sensor herstellen. Je nach der verwendeten Methode, diese *Bumps* aufzubringen, unterscheidet man zwischen elektrochemischen und mechanischen Verfahren, deren Vor- und Nachteile im folgenden kurz erläutert werden sollen.

Die Ausführungen hier beschränken sich nur auf die mit einem MPEC-Chip durchgeführten Verfahren, es soll hier also keine vollständige Diskussion der aktuellen Chip-Verbindungstechnologien erfolgen. Auch das bereits in Kapitel 4.5.1 beschriebene Verfahren aus Japan soll nicht nochmals aufgegriffen werden.

6.1.1 Elektrochemische Verfahren

Das bei der Chip-Sensor Verbindung für das ATLAS-Experiment und auch bei dem MPEC 1 verwendete Verfahren benutzt Blei-Zinn *Bumps*, die galvanisch aufgebracht werden. Die Abstände der *Bumps* in y-Richtung betragen nur 50 μm , die Öffnung in der Passivierung des Chips für die Kontakte ist lediglich 12 μm groß.

Zur Erzeugung der *Bumps* wird der Chip mit einer Maske bis auf die Bondpads mit Photolack abgedeckt und anschließend in die Öffnungen das Metall aufgebracht (Abbildung 6-1). Nach Entfernung des Photolacks wird der Chip mit den *Bumps* erhitzt (*reflow*), so daß sich die vorher zylinderförmigen *Bumps* zu Kugeln zusammenziehen (Abbildung 6-2). Die so erzeugten *Bumps* haben einen Durchmesser von 20 μm .

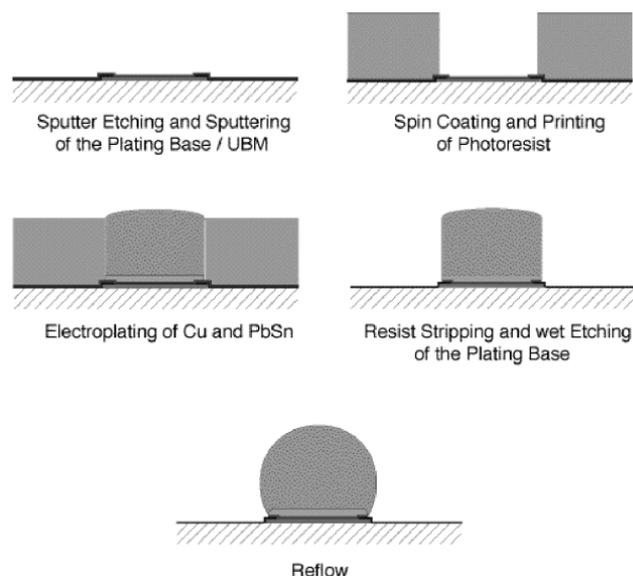


Abbildung 6-1: Aufbringen eines *Bumps* auf dem Chip [IZM]

Die Kontakte auf dem Sensor werden mit einer zusätzlichen Metallisierung (*underbump metallization*, UBM) versehen, wozu ebenfalls eine Maske nötig ist. Anschließend werden Chip und Sensor aufeinander gesetzt und die *Bumps* mit der UBM durch Erhitzen verschmolzen (*flip-chip bonding*).

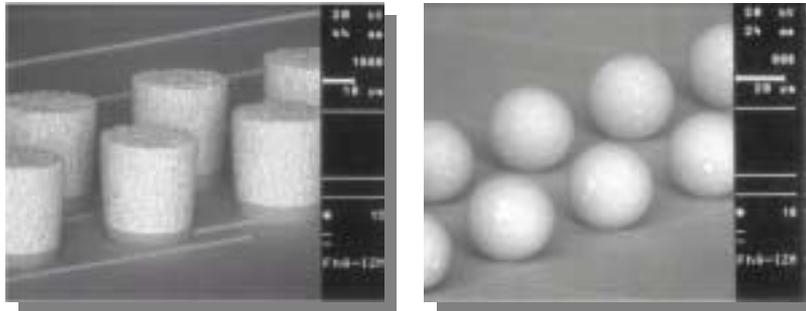


Abbildung 6-2: *Bumps* vor (links) und nach (rechts) dem *reflow* [IZM]

Vor- und Nachteile dieses Verfahrens sollen kurz aufgelistet werden:

- Geringe Abstände (50 μm) und kleine Kontaktflächen (15 μm) möglich
- Geeignet für große Stückzahlen
- Aufwendige und teure Maskenherstellung nötig
- Ganze Wafer erforderlich (bei den Sensoren und Auslesechips)

6.1.2 Mechanische Verfahren

Bei mechanischen Verfahren wird zum Kontaktieren ein sogenannter *Stud* (Abbildung 6-3) auf den Chip aufgesetzt, der dann die Verbindung zum Sensor herstellt. Üblicherweise finden hier *Gold-Studs* Verwendung, die mit einer Maschine ähnlich einem Drahtbonder erzeugt werden, indem von einem Golddraht ein Stück mittels Ultraschall abgeschmolzen wird. Hier können mechanische Spannungen im Draht für einen Versatz der *Studs* führen, wodurch die Positionsgenauigkeit und damit der Mindestabstand eingeschränkt sind.

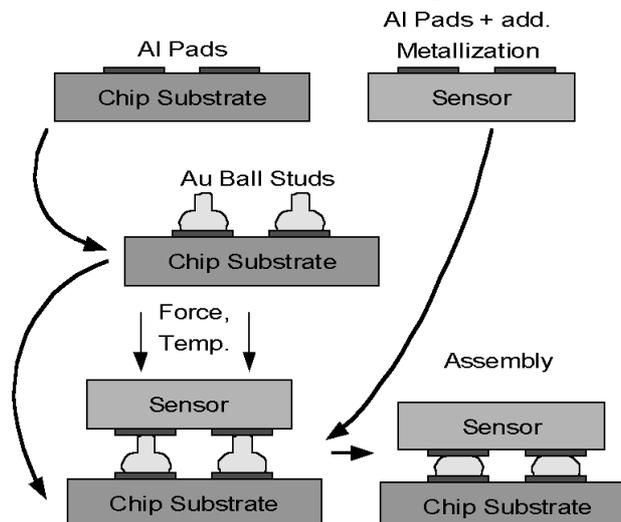


Abbildung 6-3: *Stud Bumping* und Thermokompressionsbonding [IZM]

Anschließend wird der Sensor auf den Chip gesetzt, und unter erhöhter Temperatur und Druck gebondet (Thermokompressionsbonding, Abbildung 6-3). Die Kontaktfläche auf dem Sensor muß für dieses Verfahren eine ausreichende Dicke haben, um der mechanischen Belastung stand zu halten. Ist dies nicht der Fall, muß der Sensor entsprechend dem chemischen Verfahren mit einer UBM versehen werden.

Mechanische Verfahren bieten den Vorteil, daß sie sehr gut mit einzelnen Chips durchgeführt werden können. Dies war der entscheidende Grund, sich bei den neueren MPEC-Generationen (ab 2.0) für diese Technik zu entscheiden. Nachteilig ist vor allem der große Durchmesser der Kontaktierungsflächen, die auf dem MPEC einen Durchmesser von $45\ \mu\text{m}$ haben; die Öffnung der Passivierung beträgt $43\ \mu\text{m}$. Auch der Abstand der *Studs* ist mit minimal $70\ \mu\text{m}$ deutlich größer als bei den elektrochemischen Verfahren.

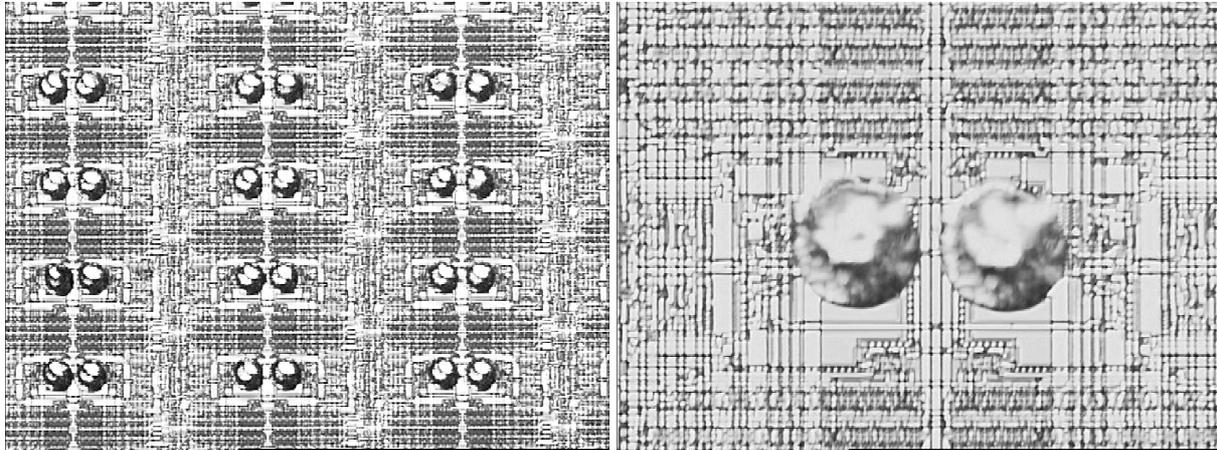


Abbildung 6-4: Gold-*Studs* auf dem MPEC 2.1. die Abstände betragen $70\ \mu\text{m}$ / $330\ \mu\text{m}$ in x-Richtung und $200\ \mu\text{m}$ in y-Richtung (links). Im Ausschnitt (rechts) sieht man, wie kritisch der Abstand von $70\ \mu\text{m}$ ist.

Auch hier sollen abschließend die Vor- und Nachteile kurz aufgelistet werden:

- Auch mit einzelnen Chips und Sensoren durchführbar
- Günstiges Verfahren ohne zeitintensive Maskenerstellung
- Mindestabstände begrenzt durch die Drahtdicke und die Positioniergenauigkeit der *Studs*, $70\ \mu\text{m}$ sind derzeit realisierbar.
- Große Kontaktfläche notwendig (hier: $43\ \mu\text{m}\ \varnothing$)
- Zeitaufwand proportional zu der Anzahl der *Studs*

6.2 Rauschen

Das Rauschen eines Verstärkers ist eine sehr wichtige Kenngröße und wurde in dieser Arbeit gemessen. Hier sollen nun die einzelnen Komponenten des Rauschens eines ladungsempfindlichen Verstärkers angesprochen werden:

Thermisches Rauschen. Dieses Rauschen entsteht durch thermische Bewegung von Ladungsträgern in jeder Widerstandskomponente eines Schaltkreises. Man spricht hier auch von weißem Rauschen, da es frequenzunabhängig ist [Schl90]. In einem CSA entsteht thermisches Rauschen zum einen in dem Widerstand des Rückkopplungskreises und dem Vorwiderstand des Sensors (**Widerstandsrauschen**), zum anderen in dem Drain-Source Kanal des Eingangswiderstands (**Kanalrauschen**).

Schrotrauschen. Durch die Quantennatur der Ladung ist jeder Stromfluß mit statistischen Fluktuationen verbunden, die zu Rauschen führt. Auch hier handelt es sich um weißes Rauschen. In einem CSA wird es durch den Leckstrom des Sensors verursacht.

$1/f$ Rauschen. Die Ursache des $1/f$ Rauschens wird in Wechselwirkungen der Ladungsträger mit Oberflächenzuständen, z. B. im Gateoxid eines MOSFET, erklärt [Schl90]. Seinen Namen erhält es durch die Frequenzabhängigkeit, die im Gegensatz zu den oben beschriebenen weißen Rauschbeiträgen wie $1/f$ abfällt.

Das Rauschen eines Verstärkers ist durch das Rauschen der Eingangsstufe dominiert. Üblicherweise rechnet man die Rauschbeiträge in eine äquivalente Rauschladung um, die am

Eingang des Verstärkers nötig ist, um ein Ausgangssignal mit der Amplitude des Rauschens zu erzeugen. Dies kann für die einzelnen Komponenten getrennt durchgeführt werden. Da jedoch die Frequenzabhängigkeit der Anteile unterschiedlich ist, muß auch die Frequenzabhängigkeit der Übertragungsfunktion des Verstärkers berücksichtigt werden. Die Ergebnisse sollen im folgenden für einen CSA mit nachgeschaltetem CRRC-Pulsformer entsprechend [Krü95] und [Ove98] wiedergegeben werden. Da der MPEC nicht über einen separaten Pulsformer verfügt, sondern der Rückkopplungskreis pulsformenden Charakter hat, sind diese Resultate nicht exakt übertragbar.

Schrotrauschen

$$ENC_L = \frac{e}{q} \sqrt{\frac{qI_L\tau}{4}} \quad (6-201)$$

Widerstandsrauschen

$$ENC_R = \frac{e}{q} \sqrt{\frac{qkT\tau}{2R}} \quad (6-202)$$

Kanalrauschen

$$ENC_C = \frac{e}{q} \sqrt{\frac{kT}{3g_m\tau}} C_{tot} \quad (6-203)$$

1/f Rauschen

$$ENC_F = \frac{e}{q} \sqrt{\frac{K_f}{C_{ox}WL}} C_{tot} \quad (6-204)$$

Hier bezeichnen abweichend von der sonstigen Notation q die Elementarladung und e die Basis des natürlichen Logarithmus. I_L ist der Sensorleckstrom, R die Parallelschaltung von Vorwiderstand des Sensors und Rückkopplungswiderstand des Verstärkers, τ die Zeitkonstante des Pulsformers, k die Boltzmannkonstante und g_m die Transkonduktanz des Eingangstransistors. Die gesamte Eingangskapazität C_{tot} setzt sich dabei aus der Sensorkapazität C_{det} , der Rückkoppelkapazität C_f des Verstärkers und den Gate-Source- und Gate-Drain-Kapazitäten C_{GS} bzw. C_{GD} des Eingangstransistors zusammen zu

$$C_{tot} = C_{det} + C_f + C_{GS} + C_{GD}, \quad (6-205)$$

die gesamte äquivalente Rauschladung ergibt sich nun durch quadratische Addition zu

$$ENC = \sqrt{ENC_L^2 + ENC_R^2 + ENC_C^2 + ENC_F^2}. \quad (6-206)$$

Sind Schrotrauschen und Widerstandsrauschen klein gegen die anderen Beiträge, was im Falle des MPEC der Fall ist, kann man die Abhängigkeit des Rauschens von der Detektorkapazität, die normalerweise die Gesamtkapazität dominiert, linear als

$$ENC(C_{Det}) = ENC_o + a \cdot C_{DET} \quad (6-207)$$

beschreiben, mit einer Proportionalitätskonstanten a .

Die Abhängigkeit des Rauschens von der Zeitkonstanten des Pulsformers soll hier nicht weiter betrachtet werden, da der MPEC keinen separaten Pulsformer hat und es sei hier auf die Literatur verwiesen [Krü95].

6.3 Typische Einstellungen des MPEC

Die hier aufgelisteten Einstellungen gelten für den Analogteil aller MPEC-Chips.

Tabelle 14: Verstärker-Einstellungen

Signal	Bezeichnung	Typ. Wert
V_{DDA}	Versorgung Analogteil	3 V
V_{CCA}	Kaskodenspannung	1,5 – 1,7 V
I_P	Bias Kaskode	10 μ A
I_L	Aktive Last	2,5 μ A
I_{PS} (nur MPEC 1.x)	Bias Sourcefolger	$I_P/4 = 2,5 \mu$ A
I_F	Feedbackstrom	1 – 10 nA

Tabelle 15: Diskriminator-Einstellungen

Signal	Bezeichnung	Typ. Wert
V_{DDA}	Versorgung Analogteil	3 V
V_{CCD}	Vergleichsspannung	0,8 - 1,2 V
V_{THR}	Schwellenspannung	> 2,5 V
V_{CORR}	Korrekturspannung	1,2 – 1,8 V
I_D	Bias Diskriminator	2,5 μ A

6.4 Spezifikationen des MPEC

Tabelle 16: Spezifikationen MPEC 1.1 (ohne Sensor)

Pixelgröße	433,4 μ m x 50 μ m
Pixelanzahl	12 x 63 = 756
Verstärkerrauschen	ca. 40 e
Maximale Pixelrate	ca. 1 MHz (Abhängig von der Energie, Schwelle und I_P)
Schwelle	500 e – 15000 e
Schwellenvariation (nicht justiert)	ca. 150 e
Schwellenvarition (justiert)	< 30 e
Dynamischer Bereich	15 Bit
Zähler Refresh Rate	10 Hz
Max. Auslesefrequenz	10 MHz
Dauer der Datenauslese	ca. 100 μ s

Tabelle 17: Spezifikationen MPEC 2.x (ohne Sensor)

Pixelgröße	200 µm x 200 µm
Pixelanzahl	32 x 32 = 1024
Verstärkterauschen	ca. 50 e
Maximale Pixelrate	ca. 1 MHz (energieabhängig)
Schwelle	2000 e – 15000 e
Schwellenvariation (nicht justiert)	ca. 150 e
Schwellenvarition (justiert)	< 30 e
Dynamischer Bereich	18 Bit
Zähler Refresh Rate	< 1 Hz
Max. Auslesefrequenz	> 10 MHz
Dauer der Datenauslese	ca. 250 µs (500 µs mit Energiefenster)

6.5 Übersicht über mögliche Schiebezähler

Tabelle 18 listet alle möglichen Schiebezähler mit nur einem Abgriff. Eine Länge von 1 bedeutet dabei, daß es sich um einen Zähler maximaler Länge handelt. Da der Aufwand zur Dekodierung irgendwann den Nutzen des kompakten Zählers überwiegt, ist die Aufzählung hier auf eine Registerlänge von maximal 32 Bit beschränkt. Neben dem Abgriff hinter Bit m ist immer auch ein Abgriff an der Stelle $n - m$ möglich.

Tabelle 18: Schiebezähler mit einem Abgriff. n bezeichnet die Registerlänge und m die Position des Abgriffs

n	m	Länge/($2^n - 1$)
3	2	1
4	3	1
5	3	1
5	1	0,677
6	5	1
7	6	1
7	2	0,732
8	3	0,851
9	5	1
9	2	0,910
10	7	1
11	9	1
11	3	0,954
12	1	0,795
13	3	0,997
	1	0,965
14	1	0,721
15	14	1
16	7	0,968
17	14	1
17	2	0,875

18	11	1
19	1	0,788
20	17	1
20	7	0,744
21	19	1
22	21	1
22	9	0,930
23	18	1
24	5	0,999
25	22	1
26	5	0,999
27	8	0,996
28	25	1
29	27	1
29	9	0,996
	4	0,742
30	7	>0,999
	13	0,848
31	28	1
32	15	>0,999

6.6 Verwendete Quellen

Hier eine kurze Übersicht über die wichtigsten Linien der verwendeten Quellen. Da alle Quellen aus Strahlenschutzgründen gekapselt sind, finden die α -Linien (z. B. bei Americium) hier keine Berücksichtigung. Die Intensität ist als die Häufigkeit des Auftretens der Linie bei 100 Zerfällen angegeben, dabei kann die Summe ungleich 100 % sein.

Tabelle 19: Americium (^{241}Am)

Energie / keV	Typ	Intensität / %
13,8	γ	13,0
17,8	γ	21,0
20,8	γ	5,2
26,4	γ	2,4
59,5	γ	35,9

Tabelle 20: Cadmium (^{109}Cd)

Energie / keV	Typ	Intensität / %
22	γ	85
25	γ	18
88	γ	4

Tabelle 21: Caesium (^{137}Cs), nur Linien ab 2 %

Energie / keV	Typ	Intensität / %
514 {174,3} ²³	β	94,4
1176 {416,3}	β	5,6
31,8	γ	2,0
32,2	γ	3,6
661,7	γ	85,1
624,2	c^{24}	7,7

6.7 Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog to Digital Converter
ATLAS	A Toroidal LHC ApparaturS
BGO	Wismutgermanat
BICMOS	Bipolar CMOS
CCD	Charge Coupled Devices
CERN	Centre Europeenne pour la Recherche Nucleaire
CMOS	Complementary MOS
CSA	Charge Sensitive Amplifier
CT	Computertomographie
DAC	Digital to Analog Converter
DNA	DesoxiRiboNukleinsäure
DQE	Detective Quantum Efficiency
DSA	Digitale Subtraktionsangiographie

²³ Endpunktenergie und mittlere Energie

²⁴ Konversionselektron

FET	Field Effect Transistor
FOM	Figure Of Merit
ISAS	Institute for Space and Astronautical Science
IZM	Fraunhofer Institut für Zuverlässigkeit und Mikrointegration
LEP	Large Electron Positron collider
LHC	Large Hadron Colider
LSF	Line Spread Funcion
MESFET	MEtall Semiconductor FET
MOS	Meatl Oxide Semiconductor
MOSFET	Metal Oxide Semiconductor FET
MPEC	Multy Picture Element Counters
MTF	Modulations Transfer Funktion
NIST	National Institute of Technology
NNC	National Nuclear data Center
PET	Positronen-Emissionstomographie
PSF	Point Spread Function
ROC	Receiver Operating Characteristic
RGCCD	Resistive Gate CCD
SNR	Signal to Noise Ratio
SPR	Scatter to Primary Ratio
SPECT	Single-Photon-Emissions-Computertomographie
TFT	Thin Film Transistor
UBM	UnderBump Metallization

6.8 Publikationsliste

- L. Blanquart, V. Bonzon, G. Comes, P. Delpierre, P. Fischer*, J. Hausmann, M. Keil, M. Lindner, S. Meuser, N. Wermes: „*Pixel readout electronics for LHC and biomedical applications*“, Nucl. Instr. Meth. A 439 (2000) 80-90
- P. Fischer, J. Hausmann, A. Helmich, M. Lindner*, N. Wermes, L. Blanquart: „*A counting pixel chip and sensor system for X-ray imaging*“, IEEE Trans. Nucl. Sci. 46 (1999) 1070-1074
- P. Fischer, A. Helmich, M. Lindner*, N. Wermes, L. Blanquart: „*A Photon counting pixel chip with energy windowing*“, IEEE Trans. Nucl. Sci. 47 (2000) 881-884
- Ch. Brönnimann, P. Fischer, S. Florin, M. Lindner*, B. Schmitt, C. Schulze-Briese: „*Synchrotron beam test with a photon-counting pixel detector*“, Journal of Synchrotron Radiation 7 (2000) 301-306
- Ch. Brönnimann*, R. Baur, E. F. Eikenberry, P. Fischer, S. Florin, R. Horisberger, M. Lindner, B. Schmitt, C. Schulze: „*A Pixel Detector for the Protein Crystallography Beamline at the SLS*“, Proceedings of the 5th International Conference on Position-Sensitive Detectors, University Collage London, 13-17th Sept. 1999
- M. Lindner*, L. Blanquart, P. Fischer, H. Krüger, N. Wermes: „*Medical X-ray Imaging with Energy Windowing*“, Nucl. Instr. Meth. A 465 (2001) 229-234

* Corresponding Author

- M. Lindner*, P. Fischer, S. Florin, R. Göppert, J. Hausmann, J. Ludwig, K. Runge, Ch. Schwarz, A. Söldner-Rembold, N. Wermes: „*Comparison of hybrid pixel detectors with Si and GaAs sensors*“, Nucl. Instr. Meth. A 466 (2001) 63-73
- P. Fischer, M. Kouada, H. Krüger, M. Lindner*, G. Sato, T. Takahashi, S. Watanabe, N. Wermes: „A Counting CdTe Pixel Detector for hard X-ray and γ -ray Imaging“, submitted to IEEE Trans. Nucl. Sci. 2001

6.9 Literaturverzeichnis

- [Abd2000] M. A. Abdalla: „An Integrating CMOS APS for X-ray Imaging with an In-Pixel Preamplifier“, Vortrag auf “International Workshop on Radiation Imaging Detectors (IWoRID)” Freiburg, 2000
- [Abd2001] M. A. Abdalla et al.: „A CMOS APS for dental X-ray imaging using scintillating sensors“, Nucl. Instr. Meth. A 460 (2001) 197-203
- [Arf2000] Fulvia Arfelli: „Synchrotron light and imaging systems for medical radiology“, Nucl. Inst. and Meth. A 454 (2000) 11-25
- [ATL94] ATLAS Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider, CERN, Geneva 1994, CERN-LHCC-94-43
- [Bal2000] R. Baldini et al.: „Influence of substrate on the performance of semi-insulating GaAs detectors“, Nucl. Instr. Meth. A 449 (2000) 268-276
- [Bar95] H. H. Barrett et al.: „Charge Transport in Arrays of Semiconductor Gamma Ray Detectors“, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 156-159
- [Bar99] L. M. Barbier: „XA Readout Chip Characteristics and CdZnTe Spectral Measurements“, IEEE Trans. Nucl. Sci. 46 (1999) 7-17
- [Berg2000] C. Berg et al.: „BIER&PASTIS, a pixel front end chip for ATLAS at LHC“, Nucl. Instr. Meth. A 439 (2000) 80-90
- [Bla97] L. Blanquart et. al.: „Pixel analog cells prototypes for ATLAS in DMILL technology“, Nucl. Instr. Meth. A 395 (1997) 313-317
- [Bou2001] J. C. Bourgoin: „A new GaAs Material for X-ray imaging“, Nucl. Instr. Meth. A 460 (2001) 159-164
- [Brö2000] Ch. Brönnimann et al.: „Synchrotron beam test with a photon counting pixel detector“, J. Synchrotron Rad. 7 (2000) 301-306
- [Brö99] Ch. Brönnimann et al.: „A Pixel Detector for the Protein Cristallography Beamline at the SLS“, Proceedings of the 5th International Conference on Position-Sensitive Detectors, University Collage London, 13-17th Sept. 1999
- [Büll95] U. Büll, H. Schicha, H.-J. Biersack, W. H. Knapp, Chr. Reiners, O. Schober: „Nuklearmedizin“, Thieme Verlag, 1993
- [But92] J. F. Butler et al.: „Cd_{1-x}Zn_xTe Gamma Ray Detectors“, IEEE Trans. Nucl. Sci. 39 (1992) 605-609
- [Cam98] M. Campbell et al.: „Readout for a 64 x 64 Pixel Matrix with 15-bit Single Photon Counting“, IEEE Trans. Nucl. Sci. 45 (1998) 751-3
- [Cas97] A. Castaldini et al.: „The role of the ohmic contact on the efficiency of gallium arsenide radiation detectors“, Nucl. Instr. Meth. A 388 (1997) 417-420

- [Cav63] G. Cavalleri et al.: „On the induce charge in semiconductor detectors”, Nucl. Instr. Meth. A 21 (1963) 177-178
- [Cav71] G. Cavalleri et al.: „Extension of Ramo’s theorem as applied to induced charge in semiconductor detectors”, Instr. Meth. A 92 (1971) 137-140
- [Che95] J. W. Chen et al.: „Evaluation of active layer properties and charge collection efficiency of GaAs particle detectors”, Nucl. Instr. Meth. A 365 (1995) 273-284
- [Cla94] D. Clark: „Maximal and Near-Maximal Shift Register Sequences: Efficient Event Counters and Easy Diecrete Logarithms“, IEEE Transactions on Computers, 43 (1994) 560-567
- [Col54] J. W. Coltman: „The Specification of imaging properties by response to sine wave input”, Journal of the optical Soc. America 44 (1954) 468-471
- [Col96] A. Cola et al.: „A study of the electrical and charge-collection properties of semi-insulating GaAs detectors”, Nucl. Instr. Meth. A 380 (1996) 66-69
- [D’Au97] S. D’Auria et al.: „Gallium arsenide for vertex detectors“, Nucl. Instr. and Meth. A 386 (1997) 177-185
- [Eij2001] Carl W.E. van Eijk: „Inorganic Scintillator development“, NIM A 460 (2001) 1-14
- [Eis99] Y. Eisen et al.: „CdTe and CdZnTe gamma ray detectors for medical and industrial imaging systems”, Nucl. Instr. Meth. A 428 (1999) 158-170
- [Fid96] M. Fiederle et al.: „Characterization of CdTe_{0.9}Se_{0.1}:Cl strip detectors”, Nucl. Instr. Meth. A 380 (1996) 153-156
- [Fisch2000] P. Fischer et al.: „Photon counting pixel chip with energy windowing“, IEEE Trans. Nucl. Sci. 47 (2000) 881-884
- [Fisch2001] P. Fischer et al.: „A Counting CdTe Pixel Detector for hard X-ray and γ -ray Imaging“, submitted to IEEE Trans. Nucl. Sci. 2001
- [Fisch96] P. Fischer: „An area efficient 128 channel counter chip”, Nucl. Instr. Meth. A 378 (1996) 297-300
- [Fisch98] P. Fischer et al.: „A counting pixel readout chip for imaging applications”, Nucl. Instr. Meth. A 405 (1998) 53-59
- [Fisch99] P. Fischer et al.: „A counting pixel chip and sensor system for X-ray imaging”, IEEE Trans. Nucl. Sci. 46 (1999) 1070-1074
- [Fisch99a] P. Fischer, private Mitteilung, 1999
- [Flo2000] Sascha Florin: „Untersuchungen an Pixelsensoren für Röntgen- und Synchrotronstrahlung“ Diplomarbeit Universität Bonn, 2000, BONN-IB-2000-18
- [Fou99] P. Fougères et al.: „CdTe and Cd_{1-x}Zn_xTe for nuclear detectors: facts and fictions“ Nucl. Instr. Meth. A 428 (1999) 38-44
- [Fro2000] Frojd: „Results from ACREO-CdTe assemblies”, Vortrag auf “International Workshop on Radiation Imaging Detectors (IWoRID)” Freiburg, 2000
- [Fun99] M. Funaki et al.: „Growth and Characterization of CdTe Single Crystal for Radiation Detectors”, Nucl. Instr. Meth. A 436 (1999) 120-126
- [Ger95] Ch. Gerthsen: „Physik”, Springer-Verlag 1995, ISBN 3-540-59278-4

- [Gor80] J. C. Gore, E. C McCullough: „Signal Variance in computed tomography: the \sqrt{N} syndrome”, Phys. Med. Biol. 25 (1980) 153-155
- [Gru98] Claus Grupen: „Grundkurs Strahlenschutz“, Vieweg Verlag Braunschweig, 1998, ISBN 3-528-06949-x
- [Hae97] J. A. Heanue et al.: „Two-Dimensional Modeling of Cd(Zn)Te Strip Detectors”, IEEE Trans. Nucl. Sci. 44 (1997) 701-707
- [Hau97] Joachim Hausmann: „Entwicklung und Test einer integrierten Signalverarbeitungselektronik für bildgebende Pixeldetektoren“, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1997, BONN-IB-97-25
- [Hecht32] K. Hecht: „Zum Mechanismus des photoelektrischen Primärstroms in ionisierbaren Kristallen”, Z. Phys. 77 (1932) 235-243
- [Hel99] Andreas Helmich: „Entwicklung und Test eines zählenden Pixel-Auslese-Chips mit Energiefensterung für den Röntgennachweis”, Diplomarbeit, Universität Bonn 1999, BONN-IB-99-20
- [Hoh2000] Martin Hoheisel: „Requirements on Amorphous Semiconductors for Medical X-Ray Detectors”, Siemens, Vortrag auf 237. Heraeus-Seminar “Semiconductor Radiation Detectors in Particle Physics and Biomedical Imaging”, Bad Honnef, 2000
- [Hor89] P. Horowitz, W. Hill: „The Art of Electronics“, Cambridge University Press, 1989, ISBN 0-521-37095-7
- [Irs99] R. Irsigler et al.: „Evaluation of 320 x 240 pixel LEC GaAs Schottky barrier X-ray imaging arrays, hybridized to CMOS readout circuit based on charge integration”, Nucl. Instr. Meth. A 434 (1999) 24-29
- [Irs99a] R. Irsigler et al.: „X-ray Imaging using a 320 x 240 Hybrid GaAs Pixel Detector”, IEEE Trans. Nucl. Sci. 46 (1999) 507-512
- [IZM] Fraunhofer Institut für Zuverlässigkeit und Mikrointegration Berlin, <http://www.izm.fhg.de>
- [Jah99] A. Jahnke, R. Matz: „Signal formation and decay in CdTe X-ray detectors under intense irradiation“, Med. Phys. 26 (1999) 38-48
- [Keil2001] Markus Keil, Dissertation in Vorbereitung, Universität Bonn 2001
- [Kla99] Jonas M. Klaiber-Lodewigs: „Eigenschaften und Einsatz von CdTe/CdZnTe-Mikrostreifendetektoren“, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1999, BONN-IB-99-08
- [Kop93] Konrad Kopitzki: “Einführung in die Festkörperphysik”, Teubner Verlag Stuttgart 1993, ISBN 3-519-23083-6
- [Kri98] Hanno Krieger: „Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz“, Band 1, Teubner Verlag Stuttgart, 1998, ISBN 3-519-33052-0
- [Krü2000] Hans Krüger, private Mitteilung, 2000
- [Krü94] Hans Krüger: „Untersuchungen an einem Auslesechip für Silizium-Streifen-detektoren im ATLAS-Experiment“, Diplomarbeit, Universität Bonn 1994, BONN-IB-95-42
- [Krü99] Hans Krüger, private Mitteilung, 1999

- [Kub94] T. Kubicki et al., „Calculation of the electric field in GaAs particle detectors” Nucl. Instr. And Meth. A 245 (1994) 468-473
- [Lak94] K. Laker, W. Sansen: „Design of analog integrated circuits and systems“, McGraw-Hill, 1994, ISBN 0-07-113458-1
- [Leo94] William R. Leo: „Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments”, Springer Verlag, 1994, ISBN 3-540-57280-5
- [Lin2001] M. Lindner et al.: „Medical X-ray Imaging with Energy Windowing“, Nucl. Instr. Meth. A 465 (2001) 229-234
- [Lin2001a] M. Lindner et al.: „Comparison of hybrid pixel detectors with Si and GaAs sensors“, Nucl. Instr. Meth. A 466 (2001) 63-73
- [Lin97] M. Lindner: „Einsatz von GaAs-Mikrostreifendetektoren in einem Bioscope-System“, Diplomarbeit, Universität Bonn 1997, BONN-IB-97-22
- [Lud2001] J. Ludwig et al.: „Development of GaAs-CCDs for X-ray detection“ Nucl. Instr. Meth. A 460 (2001) 72-75
- [Mar2000] V. Marzulli: „Comparison of the imaging properties of some digital radiographic systems“, Vortrag auf “International Workshop on Radiation Imaging Detectors (IWoRID)” Freiburg, 2000
- [Mas92] S. R. Maskai: „Synthesis Techniques for CMOS Folded Source-Coupled Logic Circuits”, IEEE Journal of Solid State Circuits 27 (1992)
- [May94] Theo Mayer-Kuckuk: „Atomphysik”, B. G. Teubner Verlag, Stuttgart, 1994, ISBN 3-519-33042-3
- [Mer2000] Thomas Mertelsmeier: „Medical Imaging: From Data to Images”, Siemens, Vortrag auf “International Workshop on Radiation Imaging Detectors (IWoRID)” Freiburg, 2000
- [Mor95] Heinz Morneburg: „Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik“, Siemens, Publicis-MCD-Verlag, 1995, ISBN 3-89578-002-2
- [Nee96] Wolfgang Neeser: „Test und Inbetriebnahme von DEPJET-Detektoren”, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1996, Bonn-IB-96-31
- [Nem96] Y. Nemirovsky et al.: „Study of the Charge Collection Efficiency of CdZnTe Radiation Detectors”, Journal of Electronic Materials 25 (1996) 1221-1231
- [NIST2000] National Institute of Standard and Technology, USA, 2000, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/>
- [Oel99] Christian Oelschlegel: „Entwicklung und Untersuchung schneller Zählerstrukturen für Pixeldetektoren”, Diplomarbeit, Universität Wuppertal, 1999, WU-D-99-12
- [Ove2000] Michael Overdick: „Semiconductor Micropattern Detectors in Medical Imaging”, Philips, Vortrag auf 237. Heraeus-Seminar “Semiconductor Radiation Detectors in Particle Physics and Biomedical Imaging”, Bad Honnef, 2000
- [Ove98] Michael Overdick: „Digital autoradiography using silicon strip detectors”, Wissenschaftsverlag Mainz, Aachen, 1998, ISBN 3-89653-392-4
- [Ped97] F. Pedersen et al.: „Energy discrimination with an X-ray pixel detector – a Monte-Carlo simulation”, NUCL: Instr. Meth. A 395 (1997) 443-447

- [Rai98] B. Raith: „Entwicklung hybrider Pixel-Detektoren für Proton-Proton Kollisionen im ATLAS Experiment am Large Hadron Collider am CERN“, Dissertation Universität Bonn, 1998, BONN-IR-98-17
- [Ramo39] S. Ramo: „Currents Induced by Electron Motion“, Proc. IRE 27 (1939) 584-585
- [Res2000] Resonance Publication Inc., <http://www.resonance-pub.com>
- [Rho70] E. H. Rhoderick: „The physics of Schottky barriers“, J. Phys. D: Appl. Phys., 3 (1970) 1153-1167
- [Rho72] E. H. Rhoderick: „Comments on the conducting mechanism in Schottky diodes“, J. Phys. D: Appl. Phys., 5 (1972) 1920-1929
- [Rog99] M. Rogalla, K. Runge: „Formation of a quasi-neutral region in Schottky diodes based on semi-insulating GaAs and the influence of the compensation mechanism on the particle detector performance“, Nucl. Instr. Meth. A 434 (1999) 44-56
- [Run 97] K. Runge „GaAs als Sensormaterial“, Vortrag Workshop Mikrosensorik, Bad Honnef, 1997
- [Schi93] H. Schicha: „Nuklearmedizin“, Schattauer Verlagsgesellschaft, Stuttgart 1993, ISBN 3-7945-1561-7
- [Schl90] Andreas Schlachetzki: „Halbleiter-Elektronik“, Teubner Verlag, Stuttgart 1990, ISBN 3-519-03070-5
- [Scho39] W. Schottky: „Zur Halbleitertheorie der Sperrschicht- und Spitzengleichrichter“ Zeitschrift f. Physik 113 (1939) 367-414
- [Schw99] C. Schwarz et al.: „X-ray Imaging Using a Hybrid Photon Counting GaAs Pixel Detector“, Nucl. Instr. Meth. B 78 (1999) 491-496
- [Sel2000] Paul Seller: „Photon counting silicon X-ray pixel detector modules“, Vortrag auf “International Workshop on Radiation Imaging Detectors (IWoRID)” Freiburg, 2000
- [Sel99] P. J. Sellin: „Modelling of the small pixel effect in gallium arsenide X-ray imaging detectors“, Nucl. Instr. Meth. A 434 (1999) 75-81
- [Sto99] Tobias Stockmann, „Messung an der PIRATE Front-End Elektronik für den ATLAS Pixel-Detektor“, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2000
- [Sze81] S. M. Sze: „Physics of Semiconductor Devices“, John Wiley & Son, New Jersey, 1981, ISBN 0-471-05661-8
- [Sze85] S. M. Sze: „Semiconductor Devices – Physics and Technology“, John Wiley & Son, New Jersey 1985, ISBN 0-471-87424-8
- [Tak2000] T. Takahashi et al.: „High Resolution CdTe Detector and Applications to Imaging Devices“, Talk given at IEEE Medical Imaging Conference Lyon, submitted to IEEE Trans. Nucl. Sci., 2000
- [Tak2000a] T Takahashi, S. Watanabe: „Recent Progress in CdTe and CdZnTe Detector“, submitted to IEEE Trans. Nucl. Sci., 2000
- [Tat2000] M. W. Tate: „Pixel Array Detector for Microsecond X-Ray Imaging“ Vortrag auf 237. Heraeus-Seminar “Semiconductor Radiation Detectors in Particle Physics and Biomedical Imaging“, Bad Honnef, 2000

- [Web2000] Steve Webb: „The Physics of Medical Imaging”, Institute of Physics Publishing, Bristol, 2000, ISBN 0-85274-349-1
- [Wel94] U. Welander et al.: „Resolution as defined by line spread and modulation transfer functions for four digital intraoral radiographic systems”, Oral Surgery Oral Medicine Oral Pathology 78 (1994) 109-115
- [Yin90] Fang-Fang Yin et al.: „Measurement of the presampling modulation transfer function of film digitizers using a curve fitting technique”, Med. Phys. 17 (1990) 962-966

DANKSAGUNG

An dieser Stelle sei all derer gedacht, die zum Gelingen dieser Arbeit in irgendeiner Form, sei es durch tatkräftige Unterstützung, kreative Vorschläge oder moralischen Beistand, beigetragen haben.

Zu allererst möchte ich **Prof. Dr. Norbert Wermes** für die Ermöglichung und Förderung dieser Arbeit danken; ohne seine Unterstützung wären viele dieser Experimente nicht zustande gekommen.

Ganz besonderer Dank gebührt auch **Dr. Hans Krüger** für die vielen hilfreichen, weiterführenden und kontroversen Diskussionen nicht nur zum Thema Elektronik. Seine Erfahrung und Hilfsbereitschaft hat dieser Arbeit viele Impulse gegeben.

Dr. Peter Fischer sei sowohl für viele gute Tips und zahlreiche weiterführende Anregungen als auch für seine ständige Motivation gedankt.

Danken möchte ich auch „meinen“ Diplomanden **Sascha Florin**, **Andreas Helmich** und **Jonas Klaiber-Lodewigs**, die alle zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Hier ist auch **Christian Oelschlegel** zu nennen.

Bei **Giacomo Comes** möchte ich mich für die Hilfe bei vielen *Cadence*-Problemen, bei **Walter Ockenfels** und **Dr. Oegmundur Runolfsson** für die Unterstützung in „mechanischen“ Fragen bedanken.

Allen übrigen Mitgliedern des FAUST Labors (oder seit kurzem: Silizium Labor Bonn) sei ebenfalls gedankt. Die gute Atmosphäre, der rege Austausch und die ständige gegenseitige Hilfe haben sowohl zum Gelingen der Arbeit als auch zur Motivation wesentlich beigetragen. Es war eine schöne Zeit!

Erwähnen möchte ich auch unsere Kollaborationspartner. Hier möchte ich besonders **Dr. Christian Brönnimann** (Paul Scherrer Institut, Villigen), **Christoph Schwarz** (Universität Freiburg) und **Prof. Dr. Tadayuki Takahashi** (Institute of Space and Astronautical Science, Japan) hervorheben.

Danken möchte ich auch dem Land Nordrhein-Westfalen für die Unterstützung dieser Arbeit durch ein zweijähriges Stipendium im Rahmen der Graduiertenförderung.

Ganz besonders möchte ich auch meinen Eltern **Eduard und Sigrid Lindner** danken, die mich während der ganzen Zeit meines Studiums unterstützt, gefördert und motiviert haben.